

THESE

présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Transferts, Dynamique des Fluides, Energétique & Procédés

Spécialité : Dynamique des Fluides

Par M. ROUMEAS Mathieu

Titre de la thèse **CONTRIBUTION A L'ANALYSE ET AU CONTROLE DES SILLAGES DE CORPS EPAIS
PAR ASPIRATION OU SOUFFLAGE CONTINU**

Soutenue le 16/06/06 devant le jury composé de :

M.	Pierre LALLEMAND	Président
MM.	Azeddine KOURTA.	Directeur de thèse
	Patrick GILIERON	Directeur de thèse
	Jean-Paul BONNET	Rapporteur
	Charles-Henri BRUNEAU	Rapporteur
	Jean-Claude COURTY	Membre

REMERCIEMENTS

La chronologie d'une thèse est ainsi faite que c'est avec cette première page que s'achève la rédaction du manuscrit. Aux jeunes néo-docteurs qui se retrouvent devant la triste page blanche précédée de la mention *remerciements* se posent alors le grave problème de l'ordre.... Comment classer les remerciements ? Par ordre alphabétique ? Par ordre inverse de préférence ? Par ordre d'apparition à l'écran ?...

Les remerciements sont naturellement adressés en premier lieu aux directeurs de thèse, à l'origine de celle-ci : **Patrick GILLIERON** et **Azeddine KOURTA**, respectivement responsable du groupe *Mécanique des fluides et Aérodynamique* à la direction de la recherche de Renault et chercheur CNRS à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Qu'ils soient tout deux doublement remerciés pour leur accueil et leur disponibilité, tant sur le plan scientifique qu'humain, ainsi que leur bonne humeur. Les nombreux conseils dispensés et les évolutions de recherche proposées ont largement contribué à la réalisation de cette thèse.

Par la suite, et par souci d'équité, le choix de classement se porte sur la position géographique des personnes concernées, du plus proche au plus éloigné du bureau qui a vu naître ce manuscrit.

En première ligne, telle un roc face à la marée, se tient **Tanja IVANIC**, jeune serbo-poitevine dont le talent scientifique n'a d'égal que la patience qui lui a fait tenir ces quelques 2 années à essayer humeurs massacrantes, craquages et autres folies passagères (...). Les autres membres du groupe ne sauront jamais vraiment ce qu'ils lui doivent... L'auteur sait en revanche qu'il lui doit la plupart des aspects pertinents de la présente étude, et de nombreux cafés

En revenant sur la droite, quelques dizaines de centimètres à peine nous séparent de **Pierre-Emmanuel JARDY**, éternel intérimaire, futur papa (il était temps vu son âge avancé...), et pilier du groupe. L'un des derniers vestiges des années Ruche... Et tant il est vrai qu'ils sont indissociables, on trouve également dans le même espace vital la seconde clé de voûte du groupe (si, si, il y a bien 2 clés de voûte, n'en déplaise aux architectes....), alias **Pierre BOBILLIER**, double papa, futur cadre, guitariste et linguiste émérite. Ces deux dinosaures mériteraient une page entière de remerciements pour le travail abattu, du débogage Word à la mise en place et la réalisation (voire la rédaction) des essais, mais la place manque. Ils se contenteront donc de cet éloge un peu court. Et encore une fois courage et félicitation pour vos (très) prochaines réalisations respectives...

Traversons le couloir de cet open-space, pour découvrir 2 futurs docteurs : **Cédric LECLERC**, jeune ch'ti à la chevelure folle et au regard vif, expert international de l'ouverture de canette de coca, et **Benjamin LEHUGEUR**, un spécimen très rare qui nous vient de Auch (dans le Gers), capitale mondiale du foie gras de canard aux figues. Que dire des nombreuses pauses cafés partagées au cours de ces trois années de thèse (qui agrémenteront encore, je n'en doute pas, l'année à venir) ? Un simple merci ne suffit pas et le mieux est encore de n'en rien dire. Il est des choses qui se vivent mais ne s'expliquent pas.

Près de ce rassemblement de thésard, si près en fait qu'il suffit de tourner la tête, on trouve **Eugénie LEVALLOIS-GOY**, chef d'un projet dont je tairais le nom, ne voulant pas finir au fond du vieux port de Guyancourt, les pieds coulés dans un boc de béton pour avoir trahi un secret industriel. Un grand merci à elle pour son aide et sa bonne humeur, et bon courage pour Versailles...

Une dernière fine paroi de séparation nous sépare alors de 2 jeunes docteurs dans la force de l'âge : **Emmanuelle THIVOLLE-CAZAT** à qui je réitère mes félicitations pour le mois de Septembre et **Quentin GALLAS**, jeune stagiaire (euh, pardon, docteur) aux multiples talents. Les échanges virils du mercredi soir resteront un grand souvenir (et je parle, bien sûr, de Judo...).

Enfin, par delà le temps et à travers les souvenirs, on retrouve **Hélène PASQUIER** qui aura dispensé sa bonne humeur et sa gentillesse (on parlerait bien d'une troisième clé de voûte, mais les architectes vont vraiment râler) pendant 2 ans avant de s'en aller trop loin, là-bas dans le grand sud toulousain où elle ravit à n'en pas douter les thermiciens du CNES. On croise également les nombreux stagiaires parmi lesquelles **Jérôme LE SAINT**, **Nicolas GAUDIN** et le jeune **Benoît FILLIOL** qui ont laissé une trace indélébile à la direction de la recherche.

Et bien sûr, tout ceux qui ont participé aux bons (et moins bons) moments de ces 3 dernières années, que la pudeur m'interdit de citer ici, et dont la contribution quoique non professionnelle aura été de premier ordre. Elles et Ils se reconnaîtront. Citons juste **Georges CLOONEY** dont le poster, si cher à Tanja, a accompagné chaque secondes de cette thèse...

AVANT PROPOS

L'objectif du présent travail de thèse, comme son nom ne l'indique pas, concerne la recherche de solutions de contrôle à même de réduire la traînée aérodynamique des véhicules automobiles, c'est-à-dire leur consommation. Ce travail s'inscrit dans un cadre plus large où industriels et universitaires collaborent à la mise au point de solutions capables de réduire les émissions de gaz à effet de serre, conformément aux réglementations internationales, et avant tout européennes, en matière de dioxyde de carbone.

Il serait déplacé de se lancer ici dans une diatribe sur les méfaits de l'automobile, ou du parc automobile, sur notre écosystème ; les tribunes écologistes, suffisamment nombreuses et mieux informées, fleurissent sur Internet où ailleurs. Il n'empêche que ce sujet peut être abordé succinctement en guise de préambule. Avant de pénétrer ce monde aux mœurs étranges où fleurissent les cartographies de perte de pression, de vitesse ou de vorticité, avant d'évoluer en funambule sur le fil de structures tourbillonnaires transversales ou longitudinales, avant, en un mot, de s'aventurer au sein des prochaines pages où la réduction de traînée est reine, et le contrôle actif son roi, il convient de préciser que toutes les études du monde ne remplaceront pas un comportement citoyen, ou à défaut responsable. Pour réduire la consommation d'un véhicule, les émissions de gaz à effet de serre, et sauver ainsi la vie des pauvres petits ours blancs des banquises, couper la climatisation, réduire la vitesse et éviter les accélérations inutiles restent les techniques actives les plus efficaces.

RENAULT/IMFT

Doctorat d'Université, spécialité Dynamique des Fluides

Date de Soutenance : 16 Juin 2006

Mathieu ROUMEAS

Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu

Le présent travail concerne l'analyse et le contrôle de l'écoulement qui se développe dans le sillage d'un véhicule automobile. Des développements numériques et expérimentaux permettent d'identifier et de paramétrer 2 solutions de contrôle actif, par aspiration ou soufflage continu. Pour une géométrie de type culot incliné, une solution continue d'aspiration localisée au niveau de la ligne de séparation permet de supprimer la zone décollée qui se développe sur la lunette arrière. Les gains de traînée associés sont de 17% pour une vitesse d'aspiration égale à 0,6 fois la vitesse de l'écoulement incident. Pour une géométrie de type culot droit, une réduction de traînée de 29% est obtenue en appliquant une solution de soufflage continu distribuée sur la périphérie du culot. Cette réduction est associée à une réduction de la section transversale de sillage et à une recompression de l'écoulement au niveau du culot.

Mots clés : Contrôle / Décollement / Sillage / Aspiration continue / Soufflage continu / Traînée aérodynamique

Direction de la recherche RENAULT, groupe « Mécanique des Fluides et Aérodynamique »
Technocentre RENAULT, 1 Avenue du Golf, 78288 GUYANCOURT Cedex
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Groupe EMT2
Allée du professeur Camille SOULA, 31400 TOULOUSE

Analysis and control of bluff body near-wake flow by continuous suction or blowing devices

The present study concerns the analysis and the control of an automotive vehicle near-wake flow, with the goal to reduce the aerodynamic drag. Two active control solutions, first one by continuous suction and the second one by blowing devices, are identified and analyzed through numerical and experimental developments.

For simplified fastback geometry, continuous suction devices located on the separation line, at the end of the roof, permit to suppress the separated zone on the rear window, and lead to 17% of drag reduction, for a suction velocity representing 0.6 times the upstream velocity.

For simplified square-back geometry, continuous blowing devices distributed around the base periphery allow obtaining close to 29% of drag reduction, mainly due to a reduction of the near-wake transversal section and an increase in the base static pressure distribution.

Keywords: Control / Separation / Wake / Continuous suction / Continuous blowing / Aerodynamic drag

- Direction de la recherche RENAULT, groupe « Mécanique des Fluides et Aérodynamique »,
Technocentre RENAULT, 1 Avenue du Golf, 78288 GUYANCOURT Cedex
- Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Groupe EMT2
Allée du professeur Camille SOULA, 31400 TOULOUSE

TABLES DES MATIERES

PARTIE 1- INTRODUCTION GENERALE.....	2
1- Problématique industrielle : l'automobile et la qualité de l'air.....	1
2- Environnement et objectif de la thèse	4
3- Organisation du document	4
PARTIE 2- ELEMENTS BIBLIOGRAPHIQUES	7
Chapitre 2.1- Aérodynamique Automobile.....	10
1- Topologie de l'écoulement.....	11
1.1- Structure à l'avant du corps de Ahmed.	11
1.2- Structure à l'arrière du corps de Ahmed.....	12
2- Expression de la traînée aérodynamique	14
Chapitre 2.2- Contrôle des Ecoulements : Etat de l'Art	17
1- Systèmes passifs de contrôle.	17
1.1- – Utilisation d'obstacles.	17
1.2- – Optimisation de forme	20
1.2.1- Plaques séparatrices transversales (PST)	20
1.2.2- Plaques séparatrices longitudinales (PSL)	22
2- Systèmes actifs de contrôle.	23
2.1- Les parois mobiles.....	24
2.2- Contrôle par soufflage.	27
2.3- Contrôle par aspiration	31
2.4- Jets synthétiques.....	32
Chapitre 2.3- Principaux résultats et discussion	37
PARTIE 3- ETUDE NUMERIQUE	41
Chapitre 3.1- Présentation du Code Utilisé.....	43
1- Définition de l'algorithme	44
1.1- La méthode de Boltzmann : mise en équation	44
1.2- Détermination du modèle utilisé par PowerFlow	45
2- Gestion des conditions aux limites.....	47
3- Maillage et discrétisation temporelle	49
4- Modèle de turbulence	51
4.1- Modèle général	51
4.2- Modèle de paroi.....	52
5- Résumé des principaux aspects du code	54
Chapitre 3.2- Etude Numérique du Contrôle par Aspiration sur une Configuration de type Culot Incliné	55
1- Résultats préliminaires : Etude numérique 2D	56
1.1- Mise en place de la simulation.....	56
1.2- Etude paramétrique.....	58
1.2.1- Influence de la position de la fente.....	58
1.2.2- Influence de la vitesse d'aspiration	61
1.2.3- Influence de la largeur de la fente	62
1.2.4- Influence de l'inclinaison	63
1.3- Compréhension des mécanismes.....	65
1.3.1- Caractérisation de l'écoulement en moyenne.....	65
1.3.2- Caractérisation de l'écoulement instationnaire	68
1.4- Conclusion	74
2- Etude numérique 3D – Contrôle du décollement de lunette arrière	74

2.1- Analyse de l'écoulement sans contrôle	76
2.1.1- Analyse de la zone décollée	77
2.1.2- Analyse des tourbillons longitudinaux	80
2.2- Analyse de l'influence de l'aspiration.....	84
2.2.1- Influence de l'aspiration sur la zone décollée	85
2.2.2- Influence de l'aspiration sur les structures tourbillonnaires longitudinales	88
2.2.3- Influence de l'aspiration sur l'écoulement au culot	92
2.3- Analyse de la traînée obtenue avec et sans contrôle.....	96
2.4- Conclusion	100
3- Etude numérique 3D – Contrôle des tourbillons longitudinaux	101
3.1- Analyse de la topologie des tourbillons longitudinaux.....	101
3.2- Analyse de l'influence de l'aspiration sur les performances aérodynamiques.	106
3.3- Conclusion	108
Chapitre 3.3- Etude numérique du contrôle par soufflage sur une configuration de type culot droit	110
1- Résultats préliminaires : Etude numérique 2D.....	110
1.1- Protocole numérique.....	111
1.2- Etude paramétrique.....	112
1.2.1- Influence du débit de soufflage	112
1.2.2- Influence de l'inclinaison du soufflage.	114
1.3- Compréhension des mécanismes.....	115
1.3.1- Caractérisation de l'écoulement en moyenne.....	115
1.3.2- Analyse de l'écoulement instationnaire	117
1.4- Conclusion.	120
2- Etude numérique 3D : Contrôle de l'écoulement de sillage.....	121
2.1- Protocole de la simulation numérique.....	121
2.2- Analyse de l'écoulement sans contrôle	123
2.2.1- Topologie du champ moyen.....	123
2.2.2- Champs instantanés : étude de la couche de cisaillement	126
2.3- Analyse de l'influence du soufflage	128
2.3.1- Influence de l'inclinaison de la vitesse de soufflage	129
2.3.2- Réduction du débit soufflé	135
2.4- Conclusion	137
Chapitre 3.4- Rappel des Principaux Résultats Numériques	139
PARTIE 4- ETUDE EXPERIMENTALE.....	143
Chapitre 4.1- Moyens d'Essai	146
1- Protocole expérimental	146
1.1- Réalisation de la maquette et du montage.....	146
1.2- Réalisation et étalonnage du système d'aspiration.....	147
1.3- Caractérisation de la soufflerie.....	151
2- Moyens de mesure.....	152
2.1- Visualisations pariétales	152
2.2- Tomographie de perte de pression totale dans le sillage.....	153
2.3- Sondage de couche limite.....	154
2.4- Caractérisation de la vitesse d'aspiration	155
2.4.1- Anémométrie au fil chaud.....	156
2.4.2- Mesure de vitesse par prise de pression statique.....	157
3- Conclusion.....	158
Chapitre 4.2- Caractérisation de l'écoulement sans contrôle	159
1- Identification des structures tourbillonnaires	159
2- Topologie des structures tourbillonnaires.....	161
2.1- Caractérisation des pertes énergétiques dans le sillage	161
2.2- Caractérisation de la zone décollée de lunette arrière	163
3- Conclusion.....	166
Chapitre 4.3- Caractérisation de l'influence de l'aspiration	167

1- Suppression de la zone décollée de lunette arrière.....	167
1.1- Aspiration localisée sur la ligne de séparation (config. 1).....	167
1.2- Aspiration localisée en aval de la ligne de séparation (config. 2)	171
2- Conséquence de la suppression de la zone décollée.....	173
2.1- Conséquence sur la distribution de pression statique sur la lunette arrière.....	173
2.2- Conséquence sur la distribution d'énergie volumique dans le sillage	175
2.2.1- Configuration 1 de contrôle	175
2.2.2- Configuration 2 de contrôle	177
3- Conclusion.....	177
Chapitre 4.4- Rappels des principaux résultats expérimentaux	179
PARTIE 5- RAPPELS DES PRINCIPAUX RESULTATS DE LA THESE & PERSPECTIVES	181
1- Rappel des principaux résultats de la thèse.....	183
2- Perspectives	185
REFERENCES	187
TABLE DES FIGURES	194
ANNEXES	201

PARTIE 1- INTRODUCTION GENERALE

1- Problématique industrielle : l'automobile et la qualité de l'air.

Le gaz carbonique est aujourd'hui clairement identifié comme le principal gaz à effet de serre responsable du réchauffement climatique de la planète, même si les fluides frigorigènes (Hydro-Fluoro-Carbone HFC), utilisés notamment pour la climatisation, y participent également de façon significative. Le parc automobile ne représente que 5,5% des émissions de CO₂ dues à l'activité humaine, loin derrière la production industrielle ou domestique ; ce taux n'en reste pas moins préoccupant compte tenu de l'accroissement du parc automobile mondial. D'autant que le CO₂ n'est pas le seul gaz issu de la combustion des hydrocarbures au niveau de l'échappement des moteurs thermiques, avec notamment :

- les oxydes d'azote (NO, NO₂, notés NO_x)
- le monoxyde de carbone (CO), dont environ 70% sont émis par les transports au niveau européen
- les hydrocarbures imbrûlés (HC) et les particules de suies qui sont émis pour environ 40% par les transports.

La régulation des émissions polluantes et des émissions de gaz à effet de serre associées au parc automobile devient donc une nécessité environnementale. A titre d'illustration, l'ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) prévoit une élévation moyenne de la température du globe de 1,4 à 5,8 degrés, imputable à l'émission de gaz à effet de serre, dont un quart serait le fait des transports automobile, maritime, aéronautique et ferroviaire. Conscients de ces enjeux, de nombreux constructeurs automobiles européens, s'inscrivent dans une politique de développement durable dont les grandes lignes se trouvent dans le rapport Brundland (1987). Il s'agit d'assurer « *un développement qui permet à la génération présente de répondre aux besoins du présent sans compromettre la capacité des générations futures à répondre à leurs propres besoins* » [CMDE]. L'environnement et les aspects économiques et sociaux doivent donc être traités au même niveau, selon le schéma proposé Figure 1.1.

Dans ce contexte, la commission européenne s'engage à réduire les émissions de CO₂ de 8% entre 1990 et 2012, conformément au protocole de Kyoto. Les principales associations de constructeurs automobiles, dont l'ACEA (Association des Constructeurs Automobiles Européens), se sont ainsi engagées à travers les normes CAFE (pour Clean Air For Europe ou Corporate Average Fuel Economy) à limiter les émissions moyennes de CO₂ des véhicules commercialisés en Europe à 140 g/km en 2008 (à comparer à 164 g/km en 2002). Une réduction supplémentaire à 120 g/km est par ailleurs envisagée à échéance 2012 (Figure 1.2).

La réduction des émissions de CO₂ se joue alors à plusieurs niveaux. L'amélioration de la motorisation et des carburants constitue les solutions les plus prometteuses, avec notamment la possibilité d'utiliser des biocarburants. La limitation de la consommation est également une voie de recherche privilégiée et le présent travail s'inscrit dans cet axe de recherche.

La consommation du véhicule est directement liée à l'effort de résistance à l'avancement du véhicule, qui peut être décliné selon 3 composantes :

- Le poids du véhicule, moteur ou résistant selon l'inclinaison de la pente
- La résistance au roulement due aux pneumatiques et à la transmission
- La traînée aérodynamique due à la résistance de l'air

Cette dernière composante est généralement caractérisée par le coefficient de traînée, donnée par :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho V_0^2 S} \quad (1.1)$$

avec F_x la traînée aérodynamique, ρ la masse volumique du fluide, V_0 la vitesse du fluide vue par le véhicule et S le maître couple (section transverse du véhicule). En ce sens, l'aérodynamique pourrait constituer une alternative intéressante pour les constructeurs automobiles. Le CCFA (Comité des Constructeurs Français d'Automobiles) donne ainsi une estimation des gains en consommation pour un gain de traînée de 10%, estimation réalisée à partir de mesures effectuées sur différents circuits [CCFA] (Figure 1.3). A partir de 90 km/h sur route, et à plus fortes raisons sur les trajets autoroutiers, la réduction de traînée peut entraîner des réductions significatives de consommation (plus de 0,3 litres pour 100 km avec 10% de réduction de traînée).

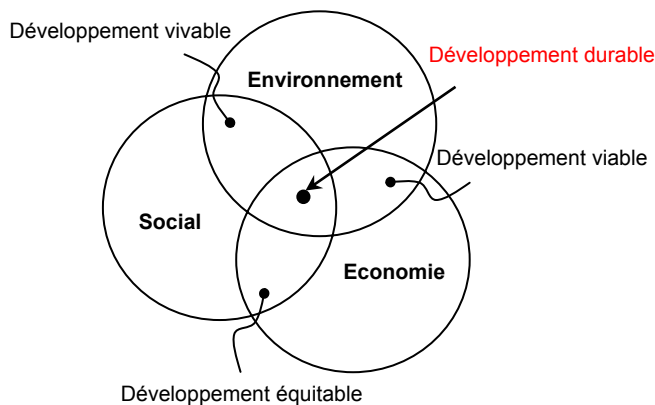


Figure 1.1- Le développement durable schématisé

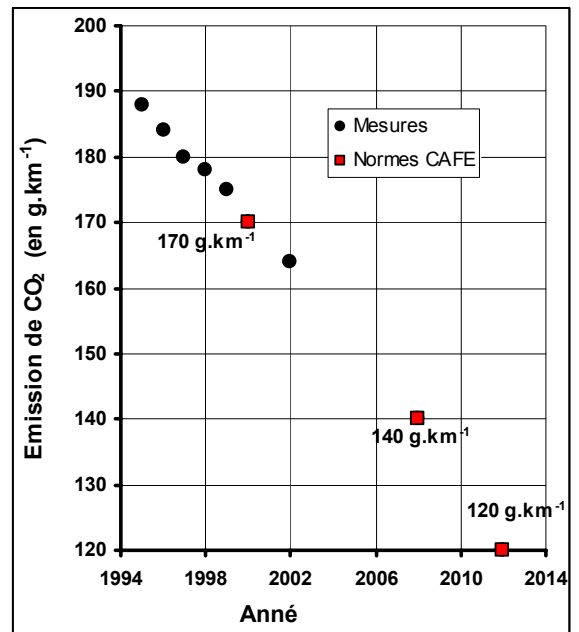


Figure 1.2- Evolution des émissions de dioxyde de carbone : Mesures et objectifs imposées par les normes CAFE (sources : CCFA 2)

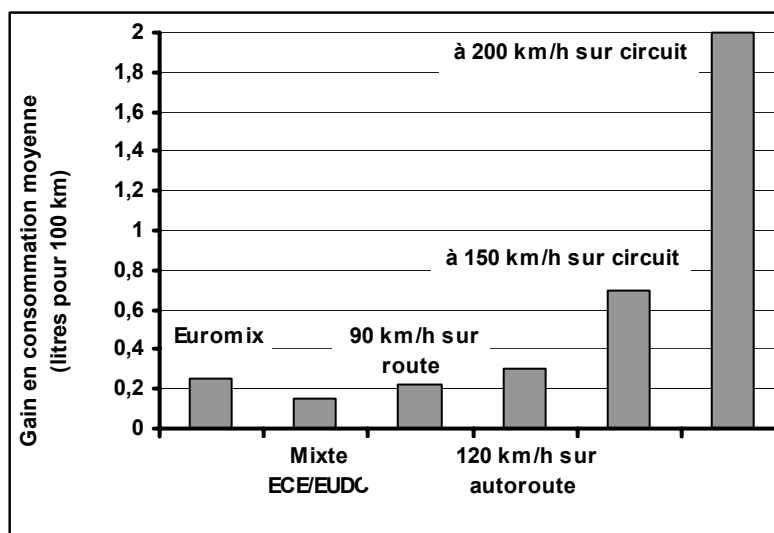


Figure 1.3- Gain en consommation pour 10% de réduction de traînée (Source[CCFA])

Depuis les années 70, et les 2 crises pétrolières de 1974 et 1979, Les différents constructeurs mondiaux ont ainsi cherché à optimiser la forme générale des voitures de façon à minimiser le coefficient de traînée aérodynamique. C'est le début de la « *course au C_x* »

Les performances aérodynamiques d'un véhicule en mouvement dans l'air sont essentiellement données par sa forme générale. Celle-ci conditionne l'écoulement de l'air et les répartitions de pression sur la paroi. La modification de la forme globale extérieure du véhicule avec notamment le profilage a dans un premier temps permis de réduire la traînée aérodynamique en se rapprochant d'une géométrie de profil d'aile : pare-brise avant moins incliné par rapport à l'horizontale, lunette arrière avec un angle faible ou culot de faible hauteur. Ces modifications ont permis de faire chuter le coefficient de traînée C_x de 0,45 à 0,30, en moyenne, entre 1970 et 1990. Dans les années 70, les véhicules ont généralement une forme anguleuse comme c'est le cas pour la Renault R16 ou la Peugeot 404 (Figure 1.4). Le coefficient de traînée résultant est de 0,40 à 0,45 en moyenne. Il gagne 5 points ($C_x=0,35$) durant les années 80 avec des lignes beaucoup plus arrondie comme la Peugeot 205 ou la Honda Civic. La barre des 0,30 est dépassée à la fin des années 80, mais les C_x se stabilisent autour de 0,32 à 0,35 dans les années 90. Depuis une décennie, la tendance s'est inversée et le coefficient moyen de traînée ne cesse de croître, sacrifié aux nouveaux arguments de vente porteurs : le style et l'espace intérieur. La tendance actuelle qui fait la part belle aux véhicules spacieux type monospace, augmente le maître couple des automobiles et donc la traînée. Dans ce contexte, l'objectif des constructeurs automobiles consiste à développer des systèmes permettant de modifier l'écoulement de l'air et donc les performances aérodynamiques du véhicule sans être trop contraignant quant à sa géométrie globale.

Les interactions entre aérodynamique et style ont cependant un impact fort sur l'image que perçoit le client de la marque. Les systèmes de contrôle doivent donc être discret et performant, ce qui limite l'usage de systèmes type aileron ou spoiler, développés par l'aéronautique et déjà largement utilisés en automobile. Afin d'atteindre les objectifs fixés par les normes CAFE, des solutions en rupture doivent être identifiées et développées. Dans cet optique, le groupe « Mécanique des Fluides et Aérodynamique » de la direction de la recherche RENAULT propose de nombreuses solutions aérodynamiques innovantes en terme de réduction des émissions de CO_2 : éléments séparateurs longitudinaux [Gil01] et transversaux [Lev05], roues aspirantes [Thi05], optimisation du compartiment moteur [Iva05], contrôle actif des écoulements et des décollements au culot du véhicule et sur les appendices. Ce dernier point fait l'objet des travaux présentés dans ce document.

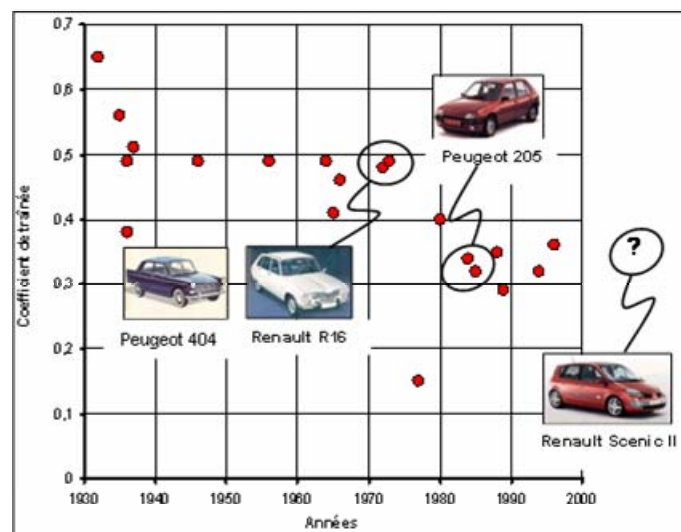


Figure 1.4- Historique des coefficients de traînée dans l'automobile

2- Environnement et objectif de la thèse

Le présent travail est réalisé au sein du groupe « Mécanique des Fluides et Aérodynamique » de la direction de la recherche RENAULT, en partenariat avec le groupe « Ecoulement Monophasique Transitionnel et Turbulent » (EMT2) à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Il s'inscrit plus largement dans une collaboration entre laboratoires industriels et universitaires sur le thème du contrôle des écoulements, collaboration concrétisée par le groupe de recherche GDR-2502. L'objectif, déjà évoqué précédemment, est de développer des solutions permettant de contrôler l'écoulement de fluide autour d'un véhicule automobile. Plus particulièrement, dans le cadre de cette thèse, il s'agit d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques associés au contrôle des décollements par aspiration et soufflage.

Les travaux relevés dans la bibliographie montrent que la recherche s'est jusqu'à présent principalement concentrée sur des problèmes académiques qui ne prennent pas en compte la complexité et les contraintes industrielles. Les études ont ainsi permis d'identifier et/ou de mieux comprendre les mécanismes physiques et les effets de nouveaux principes de contrôle, mais un travail important reste à faire pour les appliquer à des cas réels. Ces principes ont de plus été développés pour ou par des laboratoires spécialisés dans le développement de micros systèmes de type MEMS dont l'utilisation pourrait s'avérer particulièrement intéressante pour l'automobile. Des travaux ont ainsi été développés pour mettre au point des capteurs et des actionneurs de type fluide, thermique, acoustique, piézoélectrique ou encore électromagnétique. Des résultats intéressants ont enfin été obtenus au niveau des algorithmes de contrôle.

Des progrès restent cependant à faire pour optimiser l'efficacité des scénarii et des systèmes de contrôle, les adapter à des géométries complexes et mettre au point des solutions qui soient capables de répondre à des sollicitations transitoires.

L'objectif de cette thèse consiste d'une part à améliorer la connaissance des processus de formation et de développement des structures décollées tridimensionnelles instationnaires générées sur la lunette arrière et le culot d'une géométrie simplifiée et d'autre part à développer des techniques de contrôle destinées à réduire la traînée aérodynamique. Il devra également permettre de développer et d'acquérir un savoir faire dans le domaine des techniques de contrôle en vue de réduire la consommation et de contrôler à plus long terme la stabilité dynamique lors des phases transitoires (vent latéral, dépassement).

3- Organisation du document

L'ensemble des résultats obtenus dans le cadre du travail de thèse est fourni dans le présent document qui s'organise autour de 3 parties où sont successivement présentés les résultats bibliographiques, numériques et expérimentaux.

La première partie intitulée « *Eléments bibliographiques* » constitue un pré requis sur l'aérodynamique automobile (chap. 2.1) et les différents techniques de contrôle envisagées pour améliorer les performances aérodynamique d'un véhicule automobile (chap. 2.2). Une étude bibliographique permet ainsi d'appréhender la complexité des écoulements automobiles et de déterminer la topologie des écoulements de sillage d'un véhicule de faible allongement. Les différentes sources de traînée aérodynamique sont identifiées afin de définir les objectifs principaux du contrôle. Enfin, un état de l'art des techniques de contrôle étudiées dans les laboratoires universitaires est présenté, et chaque solution est discutée dans la perspective d'une application automobile. Cette première partie permet ainsi de définir les objectifs du contrôle, et d'identifier la solution de contrôle la mieux adaptée.

Dans la seconde partie, le contrôle est analysé par voie numérique (« *Etude numérique* »). Un premier chapitre (chap. 3.1) revient sur les détails du code numérique utilisé ensuite pour analyser le contrôle de l'écoulement autour

d'une géométrie de type culot incliné (par aspiration, chap. 3.2) ou culot droit (par soufflage, chap. 3.3). Pour chacune des configurations envisagées (culot incliné ou culot droit), une étude bidimensionnelle préliminaire permet d'identifier les paramètres de contrôle influents et de déterminer la configuration de contrôle la plus performante. Cette solution est ensuite testée et corrigée sur une géométrie tridimensionnelle.

Enfin, la troisième partie (« *Etude expérimentale* ») constitue une validation expérimentale des résultats identifiés par voie numérique pour la configuration de type culot incliné. Des relevés de couche limite, des tomographies de perte de pression totale et des visualisations pariétales permettent de valider les phénomènes physiques identifiés dans la partie numérique.

PARTIE 2- ELEMENTS BIBLIOGRAPHIQUES

L'objectif de la présente étude est de réduire la consommation et les émissions de gaz polluants ou à effet de serre des véhicules automobiles. D'un point de vue aérodynamique, il s'agit de réduire la traînée aérodynamique, c'est-à-dire la force appliquée par le fluide sur le véhicule en mouvement, dans la direction longitudinale. Cet effort est principalement associé au développement sur le véhicule de couches limites décollées et de structures tourbillonnaires. En particulier, les décollements qui se développent au niveau des ruptures de pente ou des cavités de la géométrie modifient les répartitions de pression à la paroi de façon significative et les structures tourbillonnaires qui se forment sont le siège de pertes d'énergie volumique importantes liées à la rotation du fluide. Le but du contrôle est donc de réduire, voire de supprimer le développement de ces structures et/ou de repousser les décollements.

Dans ce contexte, les différentes techniques de contrôle envisageables doivent être assimilées à partir des résultats bibliographiques afin de déterminer la meilleure adéquation entre les préconisations automobiles et les performances attendues.

Une étude préliminaire permet dans un premier temps de préciser les objectifs du contrôle en détaillant la topologie des écoulements automobiles et en identifiant les structures tourbillonnaires qui contribuent principalement au développement de la traînée aérodynamique. Les différents résultats présentés sont discutés dans une perspective de contrôle. Une étude bibliographique permet alors de dresser un état de l'art sur les différentes techniques de contrôle développées dans les laboratoires universitaires ou industriels. Chacune de ces techniques est analysée et confrontée à la problématique automobile, de façon à identifier les solutions les plus pertinentes en terme de réduction de traînée.

Chapitre 2.1- AERODYNAMIQUE AUTOMOBILE

L'écoulement qui se développe autour d'un véhicule automobile est pleinement turbulent et tridimensionnel ; le faible allongement de la géométrie ne permet en effet pas de négliger les effets de bord. Le design du véhicule participe de façon significative à la traînée : les ruptures de pentes et les différents appendices sont autant de sources de décollement qui influent directement sur la valeur de celle-ci (Figure 2.1). Les ruptures de pentes au niveau de la calandre (zone 1), sur le bas et les montants latéraux du pare-brise (zone 2 et 3) [Leh05a], dans le soubassement (zone 8), au niveau des roues (zone 6 et 7) ou des parois latérales (zone 9) provoquent l'apparition de structures tourbillonnaires qui viennent alimenter la traînée. De même, sur la partie arrière du véhicule, l'écoulement décolle au niveau de la lunette arrière (zone 4) et du culot (zone 5), et des structures tourbillonnaires longitudinales se développent au niveau des arêtes latérales de lunette arrière (zone 10) [Gil00]. Des écoulements secondaires internes au niveau du compartiment moteur [Iva05] et du soubassement participent également la traînée aérodynamique. Enfin, la rotation des roues provoquent l'apparition de structures tourbillonnaires interagissent avec l'écoulement de culot et participent aux pertes énergétiques dans le sillage. Ces dernières structures sont plus particulièrement étudiées par Thivolle-Cazat *et al.* [Thi05].

Les nombreuses sources de perturbation et la nature même de l'écoulement rendent complexe l'analyse de la traînée aérodynamique. Afin d'identifier puis d'analyser les principales structures tourbillonnaires qui contribuent à son développement, dans un objectif de contrôle, la topologie de l'écoulement est étudiée sur une géométrie simplifiée (corps de Ahmed [Ahm84]). Cette géométrie permet de conserver la dynamique générale de l'écoulement tout en isolant chacune des structures tourbillonnaires impliquées dans la traînée aérodynamique. De même, l'expression de la traînée est simplifiée afin de mettre en évidence les principales sources de pertes d'énergie. Ces deux simplifications sont successivement développées dans la suite du document.

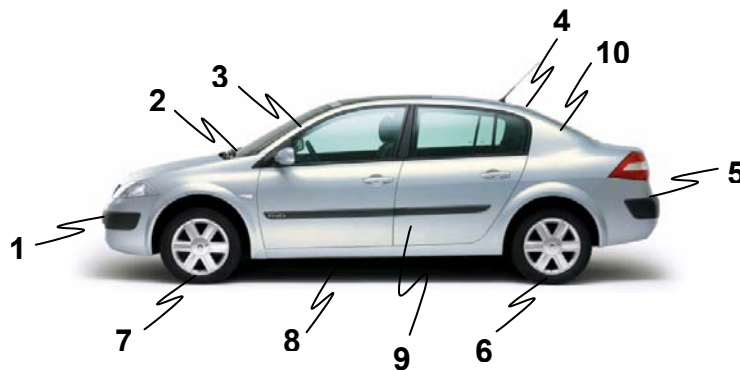


Figure 2.1- Ecoulement autour de l'automobile : différentes zones de participation à la traînée.

1- Topologie de l'écoulement

La géométrie choisie pour cette étude est celle proposée par Ahmed *et al.* [Ahm84] qui représente une géométrie simplifiée de véhicule automobile à échelle 1/5^{ème} (Figure 2.2). Les dimensions de la géométrie sont données Figure 2.2 : la géométrie mesure 1,044 m de long avec une section transversale (largeur * hauteur) de 0,389*0,288 m². Le corps est de faible allongement et l'écoulement ne peut être considéré comme 2D, au contraire des écoulements rencontrés en aéronautique. La partie avant est arrondie de façon à s'affranchir des structures tourbillonnaires longitudinales qui se développent sur les arêtes latérales de pare-brise et qui influencent l'écoulement de sillage. La partie arrière est constituée d'un culot et d'une lunette arrière inclinée.

De précédentes études expérimentales [Ahm84] [Spo02] [Lie02] [Bea04a] permettent d'identifier la topologie de l'écoulement qui se développe autour de cette géométrie. Cette topologie est présentée successivement sur la partie avant puis arrière de la géométrie dans la suite du document.

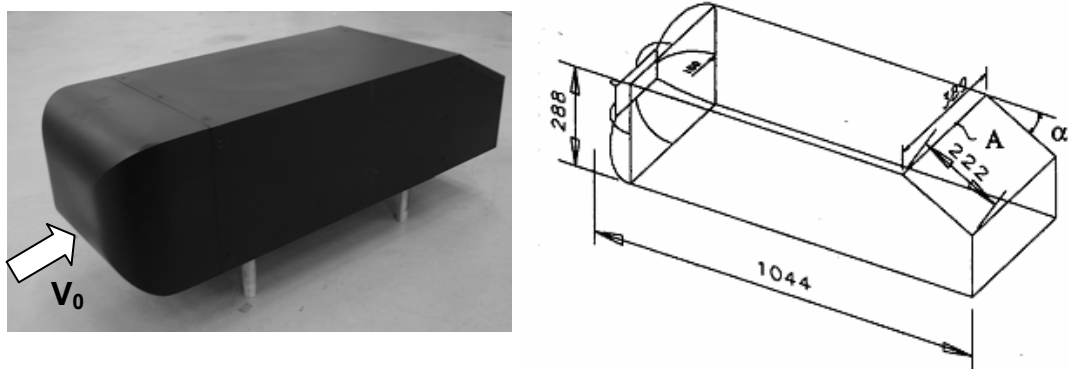


Figure 2.2 Géométrie simplifiée de Ahmed [Ahm84]

1.1- Structure à l'avant du corps de Ahmed.

Spohn *et al.* [Spo02] analysent l'écoulement sur la partie avant du corps de Ahmed à partir de tomographies et de visualisations pariétales. Un décollement apparaît à 8% de la longueur L de la géométrie (Figure 2.3.a). Le fluide situé sous la nappe décollée est animé d'un mouvement de rotation et du fluide remonte en direction de la ligne de séparation, ce qui entraîne un accroissement de la zone décollée dans les directions transversales et normales à la paroi. Le surplus de fluide est alors expulsé vers l'aval de façon périodique et le volume de la zone décollée oscille ainsi avec une fréquence de l'ordre de 15 Hz [Spo02]. Ces oscillations donnent naissance à des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmoltz émises avec une fréquence haute de l'ordre de 200 Hz (Figure 2.3.a).

De part et d'autre du plan de symétrie longitudinal, les lignes de courant à la paroi (relevée par tomographie dans un plan horizontal situé à 3.10^{-3} m du pavillon) s'enroulent autour de 2 foyers (Figure 2.3.b) et s'échappent de la paroi en formant deux vortex contra rotatifs qui sont visualisés en lumière blanche sur la Figure 2.3.c. Ces structures tourbillonnaires sont advectées le long du pavillon vers la zone de sillage. Elles sont cependant moins énergétiques que les structures longitudinales qui se développent le long des arêtes latérales de pare-brise sur une géométrie réelle de véhicule automobile.

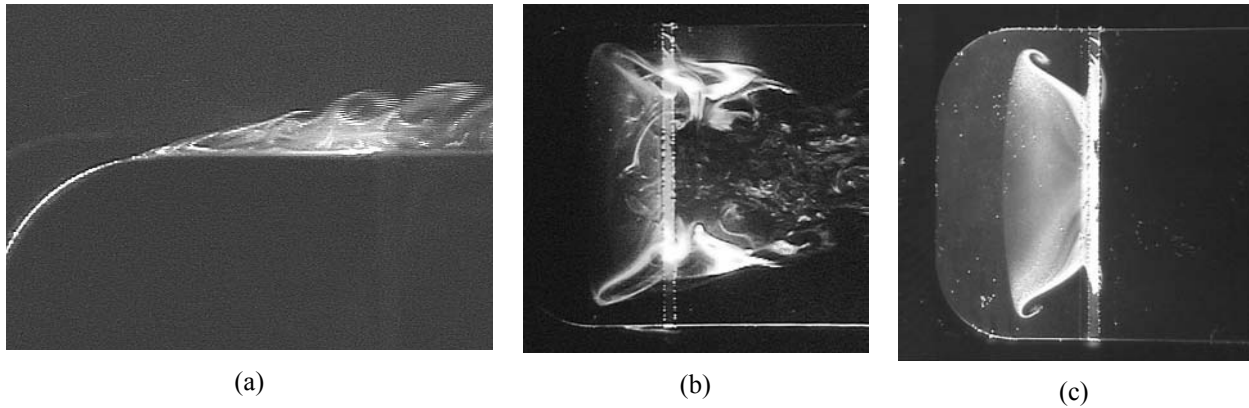


Figure 2.3- (a) Visualisation du décollement avant en canal hydraulique avec un plan laser situé sur le plan de symétrie longitudinal, (b) Tomographie laser relevée dans un plan horizontal situé à 3.10^{-3} m au dessus du pavillon. Vue du dessus de la maquette (c) Visualisation pariétale, lignes de frottement relevées sur le pavillon. Vue du dessus de la maquette en lumière blanche, d'après Spohn et al. [Spo02]

1.2- Structure à l'arrière du corps de Ahmed.

Ahmed *et al.* [Ahm84] étudie l'influence de l'inclinaison α de la lunette arrière sur la topologie de l'écoulement et la traînée associée. L'évolution de la traînée de frottement et de la traînée de pression donnée Figure 2.4 indique que les effets de pression sont prépondérants devant les effets de frottement pour les applications automobiles [Ahm84]. La traînée de pression représente ainsi 70% de la traînée totale pour une inclinaison de la lunette arrière de 10° par rapport à l'horizontal (Figure 2.4). De même, la traînée de pression associée à la partie arrière de la géométrie est majoritaire. Les effets de pression sur la partie avant de la géométrie ne participent à la traînée de pression qu'à hauteur de 5% (relevée Figure 2.4 pour $\alpha=10^\circ$ [Ahm84]). L'évolution de la traînée en fonction de l'inclinaison α fait également apparaître deux inclinaisons singulières Figure 2.4 : la courbe de traînée présente un minimum pour une inclinaison de 12° puis une phase de croissance jusqu'à 30° où elle décroît brusquement. Cette variation dans la traînée est associée à une modification de la topologie de l'écoulement. Gilliéron *et al.* [Gil00] indiquent que l'écoulement est bistable au voisinage de ces inclinaisons. Pour un angle inférieur à $\alpha_m = 12^\circ$, l'écoulement reste collé sur la lunette arrière et décolle sur la périphérie du culot (Figure 2.5.a et Figure 2.5.b). L'écoulement est dit de culot droit [Ahm84]. Pour α compris entre 12° et 30° , l'écoulement décolle sur le haut de la lunette arrière et recolle partiellement sur le bas de la lunette arrière [Gil00] ; l'écoulement décolle à nouveau sur la périphérie du culot (Figure 2.5.c). L'écoulement est de type bicorps. Enfin, pour α supérieure à 30° , l'écoulement décolle sur toute la lunette arrière et la topologie évolue brutalement vers un écoulement de type culot droit (Figure 2.5.d) [Ahm84].

Dans le cas d'un écoulement de type bicorps (α compris entre 12° et 30°), l'écoulement est 3D et des structures longitudinales très énergétiques apparaissent sur les arêtes latérales de la lunette arrière [Gil00] [Lie02]. Ces structures sont visualisées en canal hydraulique par cavitation Figure 2.6 d'après l'étude de Beaudoin *et al.* [Bea04a]. La complexité de l'écoulement tient alors à la coexistence de structures tourbillonnaires transversales (aussi appelées structures 2D) sur la lunette arrière et au niveau du culot, et de structures tourbillonnaires longitudinales (aussi appelées structures 3D) qui se développent sur les arêtes latérales de la lunette arrière.

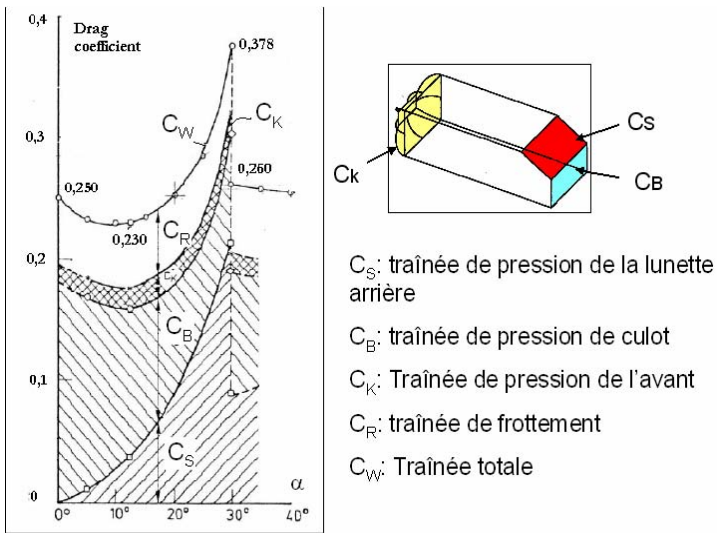


Figure 2.4- Influence de l'angle de lunette arrière sur la traînée, d'après Ahmed [Ahm84]

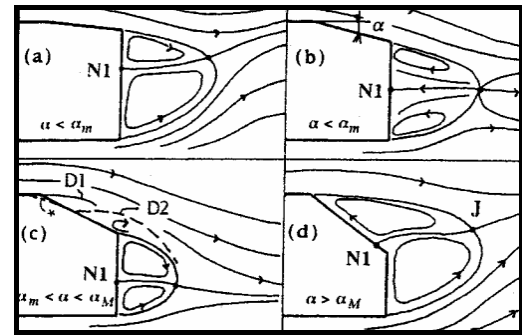


Figure 2.5- Lignes de courant au culot pour différentes inclinaisons de la lunette arrière, d'après Gilliéron [Gil00]

Spohn *et al.* [Spo02] proposent une représentation de la topologie de l'écoulement qui se développe à l'arrière du corps de Ahmed où la lunette arrière est inclinée à $\alpha=25^\circ$. Le schéma donné Figure 2.7 est obtenu à partir de tomographie et de visualisations pariétales.

Le fluide provenant du pavillon décolle le long de l'arête haute de la lunette arrière et recolte partiellement sur le bas de la lunette arrière, entraînant la formation d'une zone décollée notée D sur la Figure 2.7. Le fluide remonte l'écoulement sous la nappe décollée et s'enroule autour de 2 foyers notés F_1 et F_2 . Le mouvement de rotation fait apparaître 2 points selles S_3 et S_4 dans le plan de symétrie longitudinale de la géométrie.

De même, les lignes de courant issues des parois latérales décollent puis se rattachent sur la lunette arrière en définissant une ligne de rattachement AC. Les lignes de courant s'enroulent et sont advectées par le courant principal vers le sillage où elles dégénèrent en 2 tourbillons contra rotatifs très énergétiques (notées T_1 et T_2 Figure 2.7). Une partie du fluide issu de la ligne d'attachement AC va alimenter la rotation du fluide sous la nappe décollée tandis que l'autre se dirige en direction de l'arête latérale et décolle à nouveau en définissant une ligne de séparation AB. Le fluide compris dans la région délimitée par la ligne de séparation AB et la paroi latérale de la lunette arrière est mis en rotation et forme un tourbillon secondaire de sens de rotation opposé à celui de la structure principale T_1 [Gil00]. Cette structure n'est pas représentée sur la Figure 2.7, mais a été mise en évidence par voie numérique par Krajnovic *et al.* [Kra05]. Les cartographies de lignes de frottement données par Gilliéron *et al.* [Gil00] permettent également de mettre en évidence l'existence de 2 points d'attachement N_1 et N_2 sur le haut de la lunette arrière, qui indiquent la présence de fluide provenant du pavillon venant alimenter les structures tourbillonnaires longitudinales. La présence de ces 2 points singuliers impliquent la présence de 2 points selles S_1 et S_2 en haut et sur le côté de la lunette arrière.

Les décollements et les structures tourbillonnaires présentés dans cette partie sont le siège de perte de pression et de pertes énergétiques. Elles conditionnent également la distribution pariétale de pression et participent en ce sens au développement de la traînée aérodynamique du véhicule.

Afin de définir analytiquement l'influence de chacune de ces structures sur la traînée aérodynamique, et de préciser par la suite les objectifs du contrôle, la traînée est exprimée dans la partie suivante à partir d'un bilan de quantité de mouvement réalisé sur un tube de courant englobant le véhicule, conformément aux résultats d'Onorato *et al.* [Ono84].



Figure 2.6- Visualisation des tourbillons latéraux sur la lunette arrière par cavitation, d'après [Bea04a]

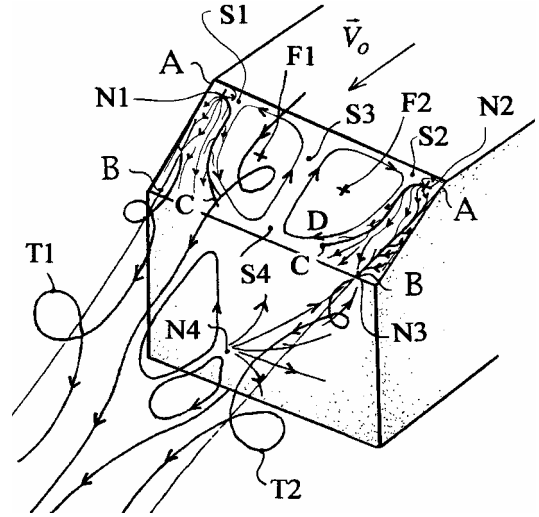


Figure 2.7- Topologie de l'écoulement sur la partie arrière du corps de Ahmed incliné à 25°, d'après [Gil00]

2- Expression de la traînée aérodynamique

L'effort exercé par l'écoulement sur la géométrie peut être décomposé en un effort de traînée F_x dans la direction longitudinale, un effort de portance F_z selon la direction verticale et un effort latéral F_y dans la direction transversale :

$$\vec{F}_{\text{fluide} \rightarrow \text{géométrie}} = F_x \vec{x} + F_y \vec{y} + F_z \vec{z} \quad (2.1)$$

La portance et les efforts latéraux interviennent dans la stabilité du véhicule, la traînée est directement liée à sa consommation et aux différentes émissions de gaz polluants et/ou de gaz à effet de serre. Dans la présente étude, l'objectif est de réduire la traînée et seule cette composante de l'effort est étudiée. L'expression de la traînée est alors donnée par l'intégrale des efforts de pression, du tenseur de viscosité et du tenseur des contraintes de Reynolds (tenseur des efforts de turbulence) sur la géométrie considérée selon la relation (2.2) :

$$F_x = \left(\iint_{S_c} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_c} (\bar{\bar{\tau}} + \bar{\bar{\tau}}_t) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \right) \cdot \vec{x} \quad (2.2)$$

où S_c représente la surface de la géométrie, \vec{n} la normale sortante à la surface S_c , P la pression statique, $\bar{\bar{\tau}}_t$ le tenseur des contraintes de turbulence et $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses. Le coefficient de traînée, obtenu en adimensionnant l'effort de traînée est alors donné par :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho V_0^2 \Sigma} \quad (2.3)$$

où V_0 représente la vitesse infini amont de l'écoulement et Σ le maître couple, soit la section transversale de la géométrie dans le cas considéré ici.

L'expression (2.2) de la traînée donne une définition globale de la traînée. Afin d'identifier les structures tourbillonnaires qui induisent effectivement des pertes énergétiques importantes, et participent au développement de la traînée, la traînée peut être exprimée à partir des distributions de vitesse et de pression d'arrêt relevées dans une section transversale S du sillage (relation (2.4), d'après Onorato *et al* [Ono84]). La relation (2.4), ou relation d'Onorato, permet alors de mettre en évidence le lien qui existe entre la valeur de la traînée et la topologie de l'écoulement.

L'expression de la traînée est obtenue par un bilan intégral de quantité de mouvement, effectué sur un tube de courant englobant le véhicule (Figure 2.8). Les effets de turbulence, de viscosité et de pesanteur sont négligés devant les actions mécaniques de pression (la mise en place de l'équation (2.4) est détaillée en annexe 1).

$$F_x = \underbrace{\int_S (P_{i0} - P_i) d\sigma}_{(a)} + \underbrace{\frac{\rho V_0^2}{2} \int_S \left(\frac{V_y^2}{V_0^2} + \frac{V_z^2}{V_0^2} \right) d\sigma}_{(b)} - \underbrace{\frac{\rho V_0^2}{2} \int_S \left(1 - \frac{V_x}{V_0} \right)^2 d\sigma}_{(c)} \quad (2.4)$$

avec P_{i0} et V_0 représentant respectivement la pression totale et la vitesse de l'écoulement amont, V_x , V_y et V_z les composantes de la vitesse V relevée en un point M de la section S de sillage et P_i la pression totale en ce point.

Le terme (a) fait intervenir des pertes de pression totale amont/aval et traduit la traînée induite par la formation et l'entretien des structures tourbillonnaires dans le sillage. Sa contribution dans la traînée totale est principalement associée aux structures décollées (D Figure 2.7), aux tourbillons longitudinaux (T_1 et T_2 Figure 2.7) et à la structure tourbillonnaire torique sur le culot.

Le terme (b) représente l'énergie cinétique du mouvement de rotation de fluide dans un plan transversal. Elle traduit ainsi les pertes énergétiques associées au mouvement de rotation dans les structures longitudinales (T_1 et T_2 Figure 2.7).

Enfin, le terme (c) représente la traînée associée à la perte de vitesse longitudinale dans le sillage proche. L'intégrale tend rapidement vers 0 au voisinage du culot [Ono84] : $V_x = V_0$ pour $x = 1,5H$ où x représente la distance en aval du culot et H la hauteur de la géométrie.

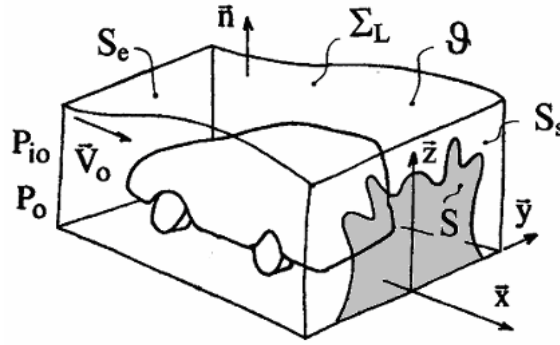


Figure 2.8- Bilan intégral de quantité de mouvement d'après Gilliéron [Gil00]

La relation d'Onorato (relation (2.4)) permet d'identifier 3 paramètres principaux qui contribuent à la traînée aérodynamique d'un véhicule automobile : le développement transversal du sillage (section transversale de sillage S), l'intensité tourbillonnaire (ou les composantes transversales de la vitesse) et les pertes de pression d'arrêt. Réduire la traînée aérodynamique consiste alors à rechercher des solutions capables de limiter le développement des structures tourbillonnaires longitudinales ou réduire leurs vitesses de rotation (intégrale (b)), réduire la surface d'intégration S associée au sillage en aval du culot ou encore diminuer les pertes de pression d'arrêt amont/aval (intégrale (a)).

En pratique, l'objectif principal du contrôle est alors de limiter les pertes de pression totale en éliminant, ou plus vraisemblablement en réduisant le développement des structures énergétivores. Ainsi, éliminer le décollement sur le haut de la lunette arrière ou le repousser vers l'aval permet de limiter les pertes de pression totale associées et de réduire la section transversale S du sillage. De même, les tourbillons longitudinaux étant très énergétiques [Bea04a] [Gil03b], le contrôle doit permettre de limiter leur développement. Plusieurs solutions sont alors envisageables : réduire les vitesses de rotation du fluide afin de limiter les pertes de pression totales associées, recoller l'écoulement au niveau de l'arête latérale afin d'éliminer complètement les structures longitudinales ou amplifier les instabilités naturellement présentes dans le vortex afin de participer à son éclatement [Leh05b].

L'étape suivante consiste à identifier les différentes techniques de contrôle répondant à la problématique automobile. En dehors des techniques traditionnelles, dites passives, essentiellement développées pour des applications aéronautiques, et partiellement utilisées sur des écoulements automobiles, de nombreuses solutions de contrôle actives où de l'énergie est injectée dans l'écoulement, ont en effet été développées de façon académique, et des résultats significatifs ont été obtenus.

Le but de la seconde partie de ce chapitre est alors de dresser un état de l'art des différentes solutions de contrôle proposées par la littérature. Les solutions identifiées sont discutées et comparées aux préconisations aérodynamiques automobiles afin d'identifier les solutions les plus pertinentes en terme de réduction de traînée.

Chapitre 2.2- CONTROLE DES ECOULEMENTS : ETAT DE L'ART

Les performances aérodynamiques d'un véhicule automobile sont liées aux décollements et aux structures tourbillonnaires de l'écoulement qui se développe sur la géométrie. En ce sens, la traînée aérodynamique est essentiellement déterminée par la géométrie globale du véhicule. Néanmoins, il est possible de perturber localement l'écoulement sans pour autant modifier, ou faiblement, la géométrie. Ces perturbations locales de l'écoulement peuvent dans certain cas se traduire par une modification globale des performances aérodynamiques. La difficulté réside alors dans l'identification et le dimensionnement des perturbations à imposer à l'écoulement.

La bibliographie propose un large panel d'études sur le thème du contrôle d'écoulement dont la plus complète, sans pour autant être exhaustive, est proposée par Gad-El-Hak [GeH90]. Les solutions sont dites actives lorsqu'elles nécessitent l'apport extérieur d'énergie, passives dans le cas contraire.

Le propos de cette partie est plus particulièrement axé sur des systèmes de contrôle applicables à l'automobile. En ce sens, et conformément aux résultats présentés dans la première partie, les techniques de contrôle présentées ici s'articulent autour de 2 axes : l'optimisation de la forme du véhicule et/ou le contrôle des décollements qui se développent sur la surface du véhicule. Dans le premier cas, il s'agit de modifier la géométrie du véhicule afin de modifier la topologie de l'écoulement en proche sillage, et plus particulièrement de limiter le développement transversal du sillage. Dans le second cas, l'objectif du contrôle est d'éviter le décollement du fluide afin de limiter les pertes énergétiques associées.

Les différentes techniques de contrôle identifiées dans la littérature sont alors présentées dans ce chapitre, et discutées de façon à identifier la solution la mieux adaptée au contrôle des écoulements automobiles.

1- Systèmes passifs de contrôle.

Les systèmes de contrôle passifs prennent la forme d'appendices plus ou moins discrets, ajoutés au véhicule. Ces solutions peuvent se décliner selon 2 groupes, hiérarchisés par rapport à leur mécanisme de contrôle. L'obstacle peut ainsi être placé au voisinage d'un point de décollement, en amont de celui-ci, pour assurer un transfert d'énergie de l'écoulement principal vers la couche limite de proche paroi afin de repousser le décollement. Il peut également servir à profiler la géométrie et éviter la formation de structures tourbillonnaires, généralement sur la partie arrière du véhicule.

1.1- – Utilisation d'obstacles.

Les générateurs de vortex (VG pour **V**ortex **G**enerators) sont de petits obstacles placés sur la paroi en amont d'une zone de décollement, permettant d'apporter localement de l'énergie à la couche limite, de façon à éviter ou repousser le décollement de celle-ci. L'idée consiste à créer localement un tourbillon qui favorise les échanges de quantité de mouvement au sein de la couche limite. Ainsi, de la quantité de mouvement prélevée dans la partie externe de la couche limite, où les vitesses sont de

l'ordre de la vitesse infinie amont, est acheminée par le tourbillon en direction de la paroi (où les vitesses sont au contraire très faibles, par adhérence à la paroi). Cet échange de quantité de mouvement permet à la couche limite d'équilibrer plus longtemps le gradient longitudinal adverse de pression, responsable du décollement (Figure 2.9). Les générateurs de vortex sont ainsi placés en amont du point de décollement naturel de l'écoulement.

Historiquement, les générateurs de vortex ont été développés pour des applications aéronautiques. Les performances aérodynamiques de la voilure, et en particulier la portance, sont en effet directement liées à la position du décollement sur l'extrados du profil. Retarder le décollement permet ainsi de conserver une zone de dépression sur l'extrados et d'améliorer l'effort de portance associé à la voilure. Pour de fortes incidences, les générateurs de vortex permettent ainsi de conserver suffisamment de portance pour assurer la sustentation de l'appareil. La présence de générateur de vortex permet ainsi de retarder le décrochage aérodynamique de la voilure et ces systèmes sont particulièrement étudiés pour des phases de vol telles que l'atterrissage, le décollage ou les manœuvres à grandes incidences. Bak *et al.* [Bak00] indiquent que des générateurs de vortex placés sur l'extrados d'un profil NACA 63 415, à 20% de la corde (les côtes géométriques des VG sont données Figure 2.10) permettent d'améliorer l'angle de décrochage du profil : $\alpha = 13^\circ$ sans générateurs de vortex et $\alpha = 18^\circ$ lorsqu'ils sont appliqués. Des gains significatifs de portance sont obtenus : de l'ordre de 30% pour une incidence de 15° (voir Figure 2.11).

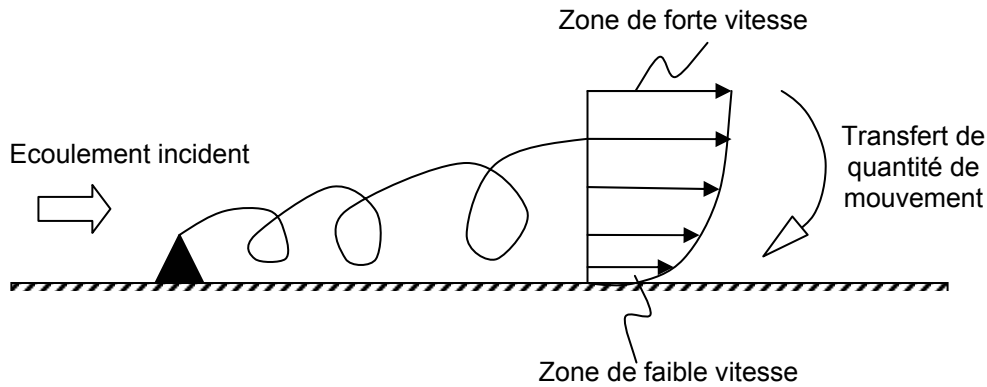


Figure 2.9- Principe de fonctionnement d'un générateur de vortex

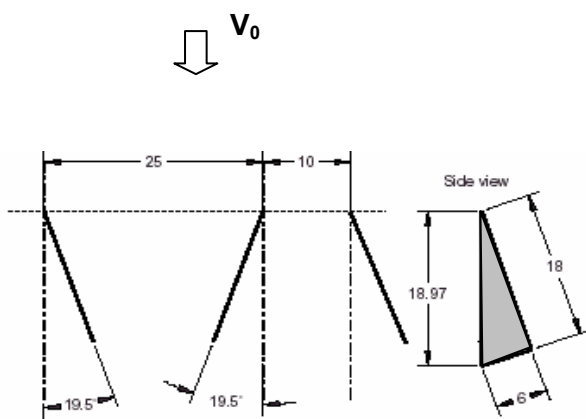


Figure 2.10- Définition géométrique des VG, d'après [Bak00]

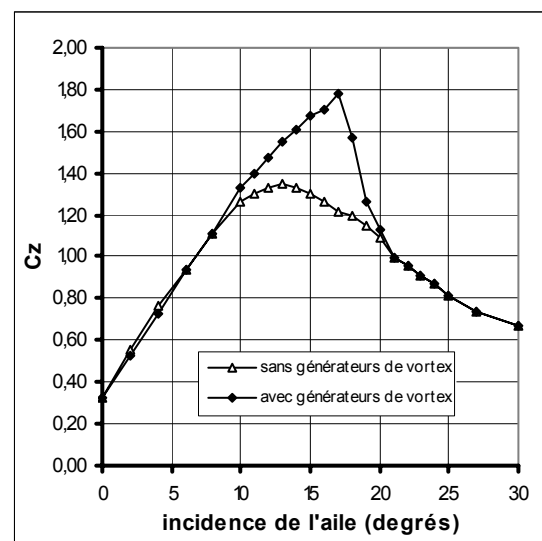


Figure 2.11- Effet des générateurs de vortex sur le coefficient de portance d'un profil NACA 63415, d'après [Bak00]

Pour des angles d'incidence élevés, le fait de recoller l'écoulement augmente la traînée de frottement mais diminue la traînée de pression. Le bilan est globalement positif puisque Bak [Bak00] fait état de 43% de réduction de traînée pour une incidence de 18° . Cependant, en régime de croisière l'écoulement ne décolle pas et le seul impact des générateurs de vortex est d'induire une traînée supplémentaire [Bak00]. La présence des générateurs est donc globalement néfaste en terme de consommation.

Dans le cadre d'une application automobile l'utilisation de générateurs de vortex au niveau de la lunette arrière permet théoriquement de repousser, voire d'éliminer les décollements. Des brevets attestent de l'intérêt de l'industrie automobile pour ce type de système : Gustavson [Gus03_br] propose de placer les générateurs de vortex sur le haut de la lunette arrière (voir Figure 2.12). Plus largement, un brevet déposé par Gilliéron [Gil02_br] préconise l'utilisation de générateur de vortex dans les principales zones où peuvent se développer des structures tourbillonnaires issus d'un décollement, au niveau du bas et des montants latéraux de pare-brise (8 sur la Figure 2.13), sur le haut et les arêtes latérales de la lunette arrière (7 et 9 Figure 2.13). Le constructeur Citroën propose une application similaire des générateurs de vortex sur le concept car Air-Lounge® (2004). Les générateurs de vortex sont placés sur la fin du pavillon de façon à retarder le décollement sur la lunette arrière Figure 2.14. Aucun résultat quantitatif n'a cependant été publié quant aux performances de ce type de solution de contrôle dans le domaine automobile.

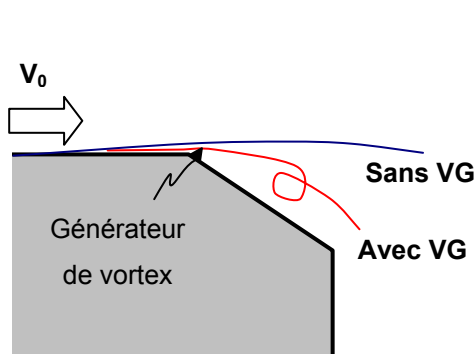


Figure 2.12- Générateur de vortex placés sur une géométrie représentant la partie arrière du corps de Ahmed, Brevet US, d'après Gustavsson [Gus03_br]

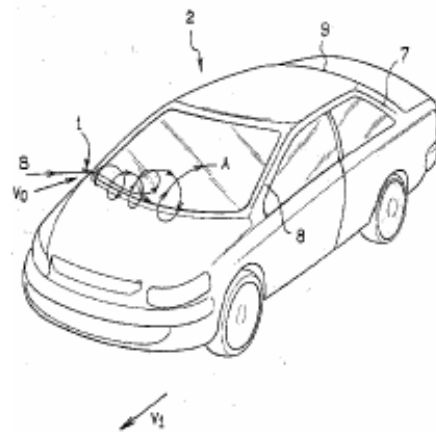


Figure 2.13- Positionnement possibles des générateurs de vortex sur un véhicule automobile, d'après Gilliéron [Gil02_br]



Figure 2.14- des générateurs de vortex sur le concept car Citroën Air-Lounge® (2004)

L'efficacité des générateurs de vortex en terme de contrôle d'écoulement a déjà été démontrée dans le cadre d'application aéronautique. La nature de l'écoulement autour d'un véhicule automobile est cependant très différente de celle rencontrée dans les études aéronautiques. En particulier, l'écoulement est tridimensionnel et les décollements qui se développent sur un véhicule automobile, notamment au niveau de la lunette arrière sont perturbés par les effets de bord et moins sensibles à l'ajout

d'un appendice géométrique de type générateur de vortex. Des travaux supplémentaires sont nécessaires afin d'identifier l'impact de tels systèmes sur les performances aérodynamiques d'un véhicule automobile.

1.2- – Optimisation de forme

Les performances aérodynamiques d'un véhicule automobile sont majoritairement liées à la forme générale du véhicule. De ce fait, les constructeurs automobiles ont dans un premier temps cherché à profiler la géométrie du véhicule, de façon à se rapprocher le plus possible d'une géométrie de type profil d'aile ou goutte d'eau: pare-brise avant moins incliné par rapport à l'horizontale, lunette arrière avec un angle faible ou culot de faible hauteur. Cette tendance a donné naissance à des véhicules aux formes exotiques comme l'Alpha Roméo de 1913, dessiné par Giuseppe Mesoti¹ (Figure 2.15). Plus récemment, des concepts car reprennent ce type de profilage, de façon moins ostensible. C'est par exemple le cas du concept car Air Lounge de Citroën ou de Fluence de Renault (Figure 2.16).



Figure 2.15- Exemple de profilage sur une Alpha Roméo de 1913, dessiné par Giuseppe Mesoti¹



Figure 2.16- Exemple de profilage sur le concept car Renault Fluence

Pour des véhicules de série, cependant, comme cela a été vu en introduction, les contraintes liées au design et/ou au confort des passagers limite l'application de ce type de géométrie. Des appendices, placés généralement sur l'arrière du véhicule, permettent alors de conduire l'écoulement et d'optimiser artificiellement la forme de la géométrie.

1.2.1- Plaques séparatrices transversales (PST)

Des études menées par Roshko [Ros76] et Mair [Mai65] mettent en évidence l'intérêt des éléments séparateurs dans le contrôle des écoulements, pour des géométries académiques comme des cylindres ou un obstacle de type torpille. Des gains significatifs de traînée sont obtenus en plaçant des disques séparateurs en aval de la géométrie.

L'objectif associé à ce type de contrôle est de réduire la surface transversale de sillage. Des expérimentations effectuées en soufflerie sur une géométrie représentant le corps de Ahmed avec un culot droit [Lev05] montrent que l'utilisation de plaques séparatrices transversales permet de resserrer le sillage proche d'environ 10%, et d'obtenir des réductions de traînée de l'ordre de 11,6%. La plaque utilisée (Figure 2.17) est placée à $0,7 H$ en aval du culot, où H représente la hauteur du culot. La section de la plaque est de $0,9 H * 0,85 l$ où l représente la largeur de la géométrie.

Les résultats indiquent une forte corrélation entre la valeur de la traînée et la présence au culot d'une structure tourbillonnaire torique stable, c'est-à-dire une structure dont les centres tourbillonnaires apparaissent clairement. L'écoulement recolte au niveau de la périphérie de l'élément séparateur (points A et B Figure 2.18).

L'écoulement reprend ensuite une configuration classique de type culot droit, avec une structure tourbillonnaire torique qui s'appuie sur la périphérie de la plaque. La section transversale de sillage S_2 est alors inférieure à la section S_1 obtenue sans contrôle. De plus, la recirculation du fluide dans la cavité D (Figure 2.18) entraîne une remontée de pression au niveau du culot de la géométrie. La Figure 2.19 montre la répartition de pression relevée au niveau du culot dans un plan longitudinal médian. Ces résultats indiquent que la présence de la plaque tend à uniformiser et augmenter la pression.

¹ Source : Un siècle de design automobile, Sparke P., Flammarion 2002

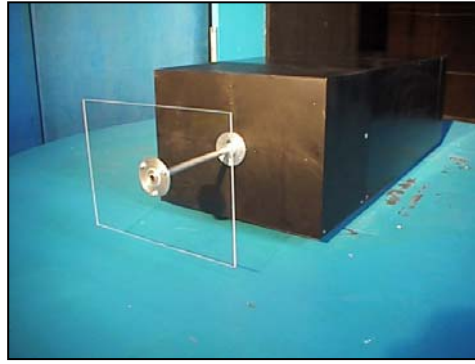


Figure 2.17- Plaque séparatrice transversale disposée en aval d'après Levallois et al. [Lev05]

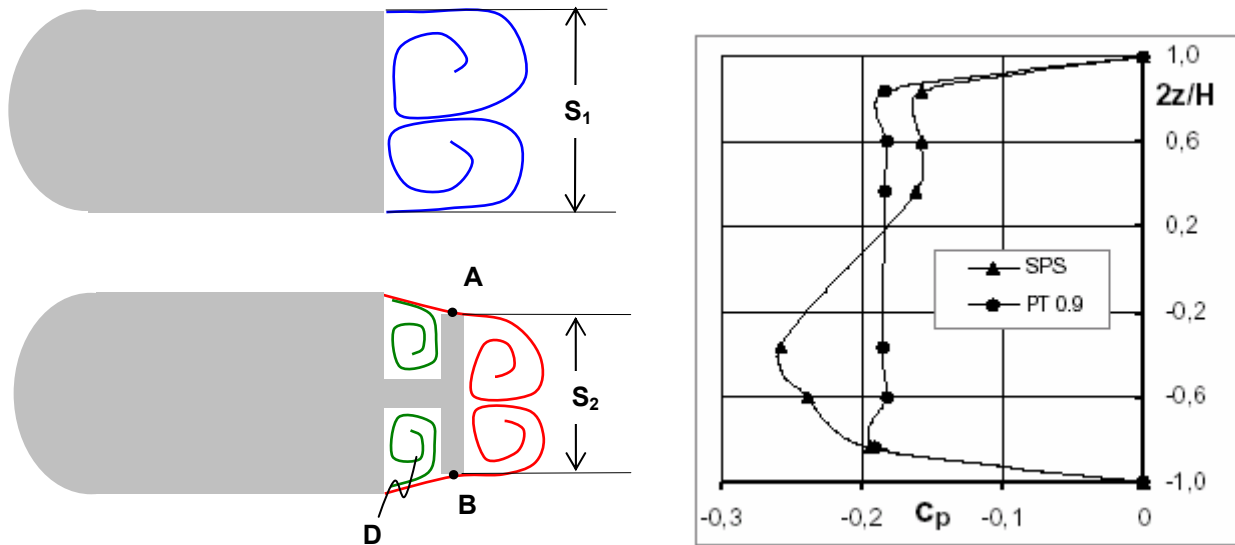


Figure 2.18- Principe de fonctionnement des plaques séparatrices transversales

Figure 2.19- Répartition de pression au niveau du culot, relevée dans le plan longitudinal médian, sans contrôle (SPS) et avec la plaque séparatrice (PT 0.9), d'après [Gil01]

Ces différentes observations peuvent expliquer la réduction de traînée obtenue. La surface d'intégration S de la relation (2.4) (section 2 du chapitre 2.1) est réduite et les pertes de pression amont aval diminuent. Cependant, les phénomènes physiques associés à ce type de contrôle sont encore peu connus. Des expériences supplémentaires sont nécessaires afin de déterminer notamment le recollement du fluide au niveau des points A et B.

De tels dispositifs sont potentiellement très intéressants pour l'industrie automobile. Des réductions significatives de traînée sont obtenues et la géométrie utilisée, en culot droit, peut être grossièrement assimilée à un véhicule de type monospace ou à un véhicule utilitaire. Cependant, de nombreux problèmes architecturaux se posent pour une application de série en automobile. Le comportement de la plaque en régime transitoire (dépassement, vent latéral ...) peut détériorer la stabilité du véhicule. Une solution pourrait consister à envisager une plaque rétractable, ce qui poserait alors des problèmes architecturaux liés à l'encombrement de la plaque. L'aspect esthétique peut également retarder l'application de ce type de solution. Des études complémentaires doivent être conduites avant d'envisager son implantation sur véhicule réel.

Quoi qu'il en soit, ces solutions sont actuellement à l'étude chez les constructeurs automobiles comme Renault, FIAT ou PSA, et au sein de l'industrie du poids lourd où les critères esthétiques et d'encombrement sont moins contraignants.

Une alternative consiste à utiliser des plaques séparatrices longitudinales, plus discrètes, qui permettent également des gains de traînée significatifs.

1.2.2- Plaques séparatrices longitudinales (PSL)

Le principe de fonctionnement des plaques séparatrices longitudinales est identique à celui des plaques transversales. Comme précédemment, l'objectif est double : réduire la section de sillage et augmenter les distributions de pression au culot. L'approche est cependant sensiblement différente : la formation d'une cavité sur le culot du véhicule (zone D sur la Figure 2.20 (b)) permet de repousser la formation des structures tourbillonnaires en aval du culot. Les vitesses sont alors localement plus faibles dans la zone D ; en considérant en première approximation que la pression totale est constante sur la hauteur du culot, diminuer localement la vitesse revient à augmenter la pression au voisinage du culot (dans la zone D Figure 2.20 (b)). En inclinant les plaques vers le culot, il est de plus possible de resserrer la section transversale de sillage ($S_2 < S_1$ sur la Figure 2.20 (a) et (c)).

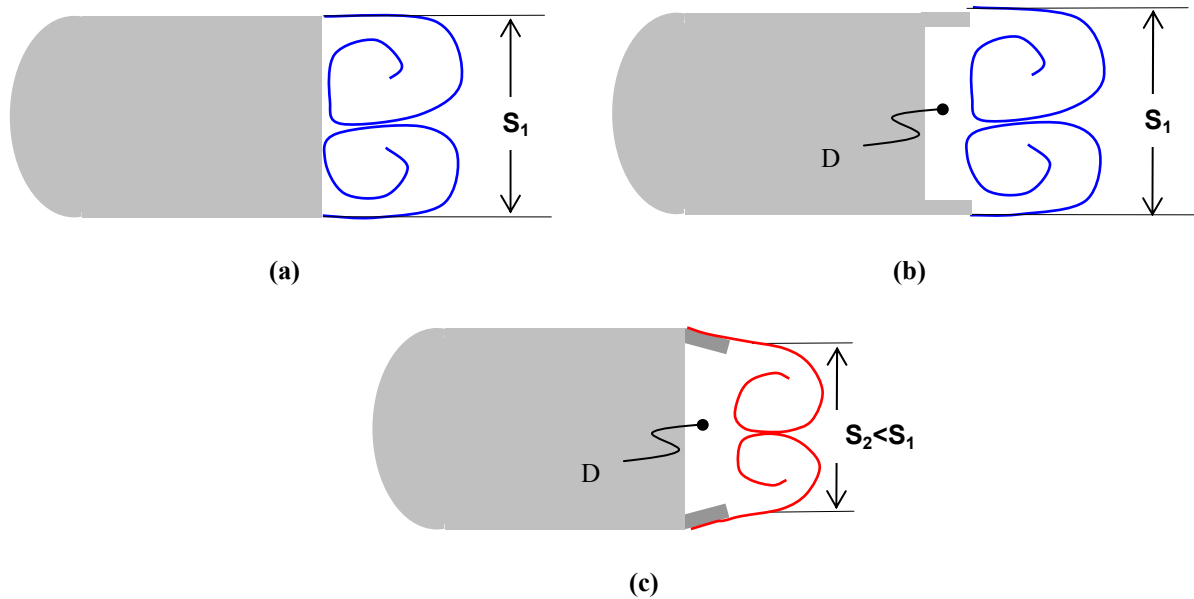


Figure 2.20- Principe de fonctionnement des plaques séparatrices longitudinales

Gilliéron *et al.* [Gil01] obtient ainsi une réduction de traînée de l'ordre de 22% en utilisant des plaques séparatrices longitudinales sur une géométrie représentant le corps de Ahmed à culot droit. Les plaques de corde $0,13 H$ où H représente la hauteur du culot, sont disposées sur la périphérie du culot et inclinées à 15° par rapport à l'horizontal (Figure 2.21). Les résultats indiquent que la section de sillage est réduite et que la distribution de pression relevée sur le plan longitudinal médian augmente (Figure 2.22). L'étude de Khalighi *et al.* [Kha01] sur le même dispositif confirme ces résultats avec un gain en traînée de 20%.

Les plaques séparatrices longitudinales donnent des résultats similaires aux plaques transversales en terme de réduction de traînée. Plus intégrées dans la géométrie, elles semblent constituer une solution plus robuste en terme de stabilité, même si aucune étude n'a encore été publiée sur ce sujet, à la connaissance de l'auteur. Néanmoins, les contraintes architecturales et esthétiques peuvent là encore poser problème, et ne permettent pas pour l'instant d'envisager leur implantation sur véhicule réel. L'industrie du poids lourd, moins sensible à ce type de contraintes, a en revanche déjà établi une certaine expertise sur l'utilisation de plaques séparatrices longitudinales [Brevet US4682808]. Des démonstrateurs à échelle 1 ont été testés (Figure 2.23) mais les gains en traînée ne sont pas communiqués à la connaissance de l'auteur [McCal00].

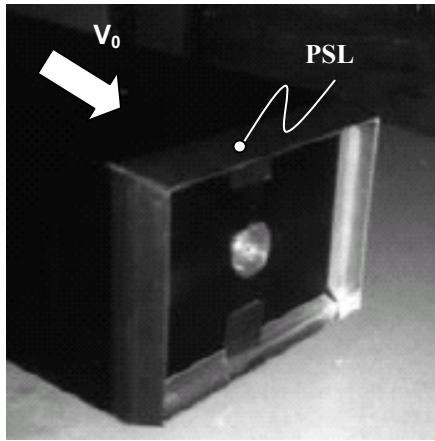


Figure 2.21- Plaques longitudinales au culot du corps de Ahmed, d'après Gilliéron [Gil01]

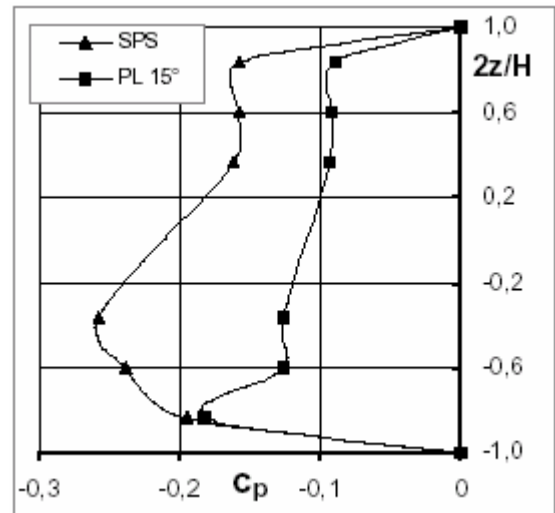


Figure 2.22- Répartition de pression au niveau du culot, relevée dans le plan longitudinal médian, sans contrôle (SPS) et avec la plaque séparatrice (PL 15°), d'après [Gil01]



Full-scale truck in wind tunnel

Model in wind tunnel

Figure 2.23- Utilisation de plaques longitudinales sur un poids lourd d'après Mc Callen et al. [McCal00]

Des systèmes déjà utilisés dans l'industrie automobile peuvent s'apparenter aux plaques séparatrices longitudinales. Les ailerons, ou plus généralement les spoilers, constituent des éléments séparateurs permettant également de profiler la géométrie afin de modifier localement l'écoulement et d'améliorer les performances aérodynamiques du véhicule.

Si les solutions de contrôle passif présentées dans cette partie sont théoriquement adaptées à la problématique automobile telle qu'elle a été présentée dans le premier chapitre, les critères liés à l'esthétisme du véhicule, de plus en plus contraignant, rendent improbables leur implantation sur véhicule. Les laboratoires universitaires et industriels s'intéressent alors à une nouvelle voie de contrôle, moins contraignante quant à la géométrie du véhicule, où de la quantité de mouvement est apportée à l'écoulement par une source d'énergie extérieure : les solutions actives de contrôle.

2- Systèmes actifs de contrôle.

Les systèmes de contrôle actifs permettent d'introduire de l'énergie dans l'écoulement, sous forme de quantité de mouvement, de façon à modifier la structure de l'écoulement. Cet apport de quantité de mouvement permet en particulier de retarder le développement de la couche limite et de repousser son décollement. L'énergie nécessaire est fournie par une source extérieure à l'écoulement (source électrique, mécanique, thermique ...). Le contrôle actif est donc potentiellement moins rentable que le contrôle passif. Il est moins encombrant et plus discret, ce qui améliore les perspectives d'application sur un véhicule de série.

Les différentes techniques de contrôle actif proposées par la littérature, et les actionneurs associés, sont présentés dans la partie suivante. Les résultats sont discutés en vue d'une application à la problématique automobile.

2.1- Les parois mobiles

Une solution permettant d'apporter de la quantité de mouvement à l'écoulement consiste à forcer l'écoulement en assurant un mouvement de la paroi. Le mécanisme de contrôle de ce type de solution dépend alors naturellement du mouvement imposé à la paroi, et en particulier de l'amplitude de ce mouvement. Deux mécanismes distincts de contrôle sont alors identifiés, selon l'amplitude du mouvement de la paroi et la localisation du contrôle. Une simple vibration permet de contrôler les instabilités qui se développent dans une couche limite et ainsi modifier la structure de cette couche limite. Un mouvement plus ample permet de modifier directement la topologie des structures tourbillonnaires macroscopiques. Dans ce dernier cas, il s'agit de conduire l'écoulement et donc de profiler artificiellement la géométrie.

L'utilisation de cylindres tournants [Mod90] illustre parfaitement ces 2 mécanismes. Placés au niveau d'un point de décollement, les cylindres permettent, de part leur rotation, d'accélérer localement le fluide à la paroi et d'apporter de la quantité de mouvement à l'écoulement. La couche limite s'amincit sous l'effet de cet apport d'énergie et résiste mieux au gradient de pression adverse. Le décollement est repoussé (Figure 2.24). Dans ce type d'utilisation, l'action des cylindres tournants s'apparente à celles des générateurs de vortex.

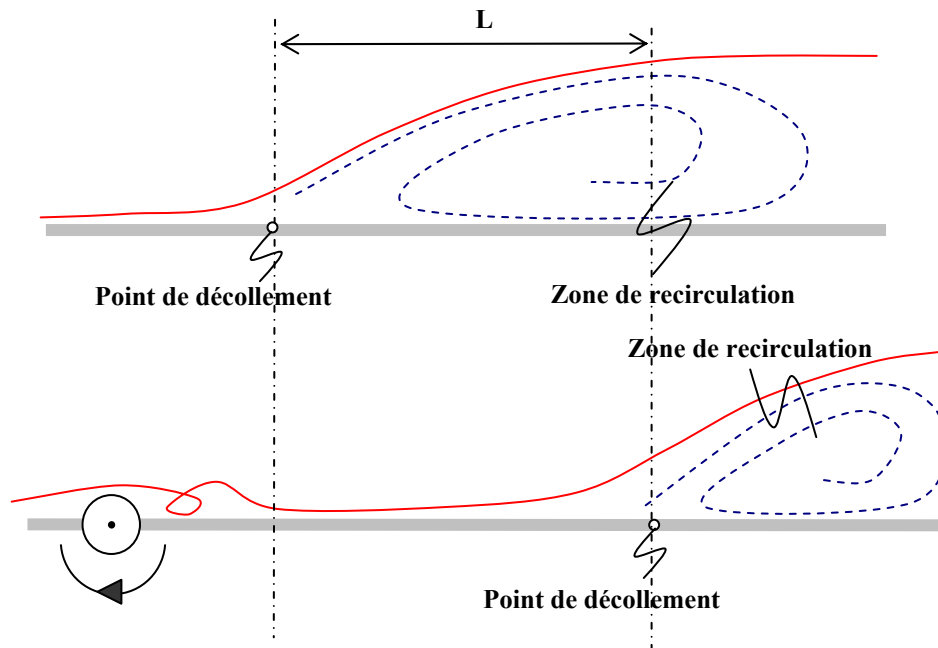


Figure 2.24- Principe de fonctionnement des cylindres tournants

Les cylindres, placés sur l'arrière d'un véhicule de type culot droit [Mod90] [Beau04b], permettent également de guider l'écoulement et de resserrer la section de sillage ; l'action s'apparente alors à celle des éléments séparateurs présentés dans la section 1.2.

Modi *et al* [Mod90] utilisent les cylindres tournants sur un profil d'aile, au niveau du bord d'attaque, à une incidence de 25° pour laquelle l'écoulement est complètement décollé sur l'extrados (voir Figure 2.25 (a)). Dans cette configuration, l'objectif est de réénergétiser la couche limite. La rotation des cylindres permet de repousser le décollement depuis le bord d'attaque vers le bord de fuite et d'éliminer la zone décollée sur l'extrados (Figure 2.25 (b)). La traînée aérodynamique est réduite de 40% pour $U_c = 4U_0$ où U_0 représente la vitesse infinie amont de l'écoulement et U_c la vitesse de la surface du cylindre ($U_c = \Omega \cdot R$ avec Ω la vitesse de rotation et R le rayon du cylindre).

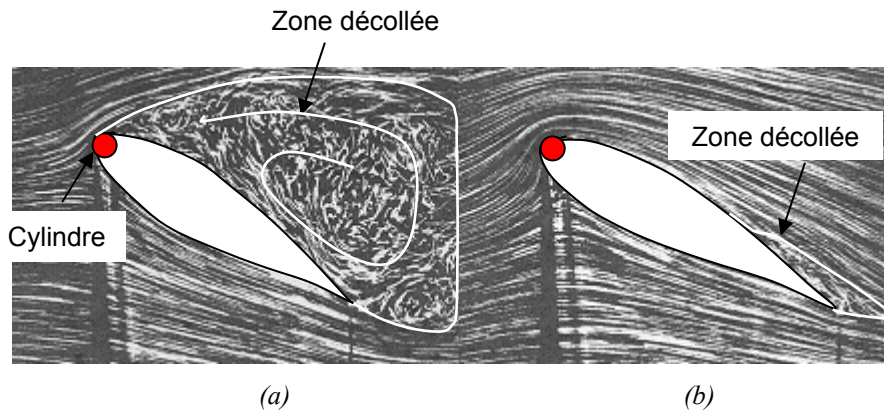


Figure 2.25- (a) Photos de l'écoulement autour d'une aile équipée d'un cylindre sans rotation, (b) Photos de l'écoulement autour d'une aile équipée d'un cylindre tournant à la vitesse $R\Omega_c=4V_0$ pour une incidence de 25° et un Re (basé sur la corde) de 4.10^4 , d'après Modi et al. [Mod90]

L'influence des cylindres est également testée sur une géométrie plus proche de la problématique automobile représentant un poids lourd [Mod90] (Figure 2.26). Dans ce cas, l'objectif consiste d'une part à éviter, ou plus vraisemblablement repousser le décollement sur l'avant de la remorque (cylindre 1 Figure 2.26), et de conduire l'écoulement dans le sillage sur l'arrière de la remorque (cylindre 2 Figure 2.26), afin de réduire la section de sillage et/ou de limiter les pertes de pression totale amont/aval. Des réductions de traînée de l'ordre de 6% sont obtenues pour $U_c=2U_0$ (Figure 2.26). Ces gains peuvent être améliorés en utilisant une surface rugueuse pour le cylindre, de façon à augmenter l'adhérence du fluide au cylindre et à améliorer l'entraînement du fluide. Modi et al. [Mod90] obtiennent alors 13% de réduction de traînée (Figure 2.26).

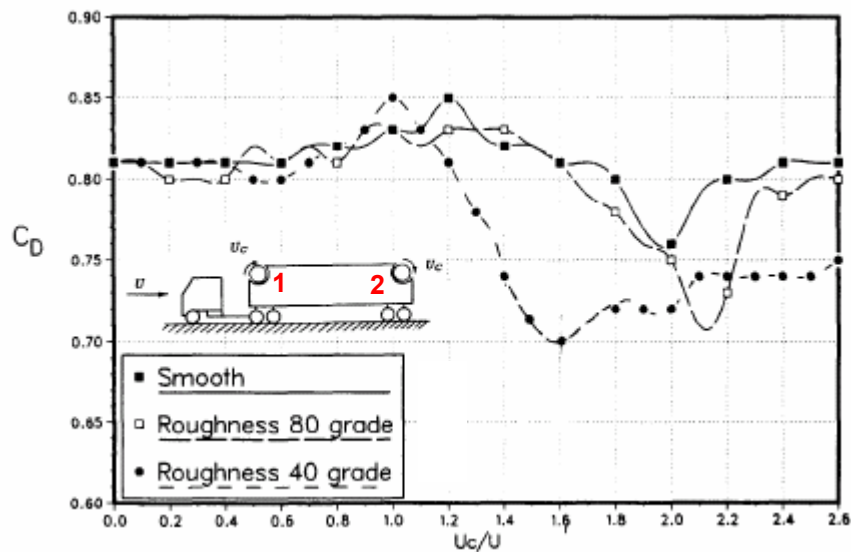


Figure 2.26- Utilisation de cylindres tournants sur une maquette de camion, avec deux cylindres sur le toit d'après Modi et al [Mod90]

L'intérêt des cylindres tournants sur une géométrie de type automobile est également mis en évidence expérimentalement par Beaudoin et al. [Bea04b]. Une géométrie simplifiée permettant de s'affranchir des décollements qui se développent sur l'avant du véhicule est étudiée. La partie arrière de la géométrie représente un culot droit dont l'arête supérieure a été arrondie pour positionner un cylindre tournant (Figure 2.27). La rotation du cylindre permet alors de forcer l'écoulement et de réduire la section du sillage de façon significative (Figure 2.28).

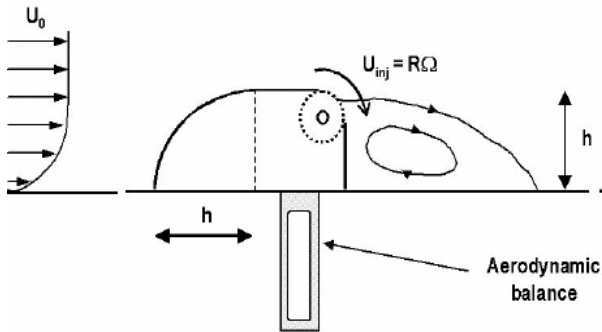


Figure 2.27- Protocole expérimental, d'après Beaudoin et al. [Bea04b]

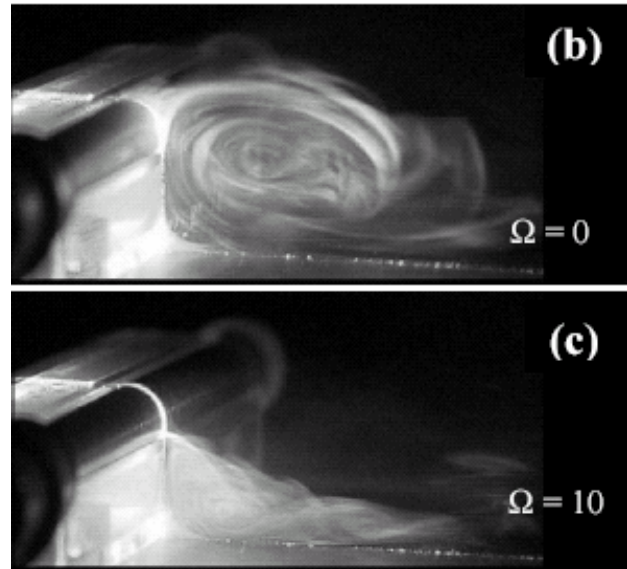


Figure 2.28- Réduction du sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile à l'aide d'un cylindre tournant placé sur le haut du culot, d'après Beaudoin et al. [Bea04b]

Les données quantitatives, tant pour la traînée que pour le taux de rotation utilisé (donné en unité arbitraire Figure 2.28) ne sont pas précisées. Compte tenu des résultats donnés par Modi *et al.* [Mod90], cette solution n'en reste pas moins intéressante dans le cadre d'une problématique aérodynamique automobile.

Les problèmes relatifs à son implantation sur véhicule ne sont donc pas liés à la performance du contrôle, mais, comme pour les plaques séparatrices (voir section 1.2.2), aux critères esthétiques d'une part et aux problèmes d'encombrement relatifs à l'architecture du véhicule. A titre d'exemple, le rayon du cylindre utilisé dans l'étude de Beaudouin [Bea04b] représente le quart de la hauteur h du véhicule (Figure 2.27). En outre, les difficultés de mise en œuvre, le bruit généré par la rotation des cylindres ajoutés au coût d'entretien lié aux efforts de fatigue des cylindres en rotation rendent son application difficilement envisageable en automobile.

Néanmoins, des études complémentaires peuvent être menées dans le but d'optimiser la solution, notamment la taille des cylindres utilisés, afin de l'adapter aux contraintes industrielles.

Une approche sensiblement différente consiste à utiliser une paroi vibrante, permettant de générer une onde transversale [Kon03]. Cette étude se base sur les travaux de Choi *et al.* [Cho94] ou Du *et al.* [Du02]. Pour ce type de solution, l'objectif n'est plus de retarder le décollement ou de guider l'écoulement afin de modifier la traînée de pression, mais de réduire la traînée de frottement en limitant l'intensité de la turbulence dans la couche limite. La paroi est constituée d'une couche de latex reposant sur 24 actionneurs commandés par paires, ce qui permet d'initier une onde sinusoïdale stationnaire ou progressive. Les actionneurs, représentés Figure 2.29, sont mis en mouvement par des céramiques piézoélectriques qui mettent en flexion une lame mince en aluminium. Un déplacement de 25 μm des céramiques entraîne une course de 2,5 mm en bout de lame. Aucun résultat en terme de réduction de traînée n'a cependant été publié.

La traînée aérodynamique d'un véhicule automobile est majoritairement due à la traînée de pression [Ono84] et ce type de contrôle ne semble donc pas adapté à la présente étude. Elle peut cependant s'avérer particulièrement intéressante dans une perspective aéronautique. Des travaux complémentaires sont néanmoins nécessaires.

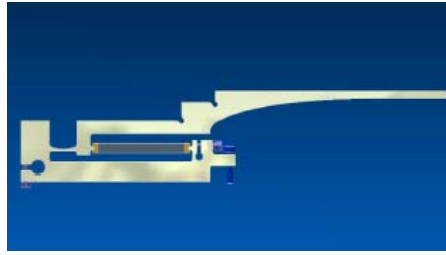


Figure 2.29- Actionneur piézo-céramique, d'après Konieczny et al. [Kon03]

Les techniques de contrôle basées sur l'utilisation de parois mobiles permettent de modifier significativement les performances aérodynamiques d'un véhicule et d'obtenir des gains de traînée considérables. L'état actuel des connaissances sur ce sujet ne permet cependant pas de répondre aux problématiques déjà rencontrées dans le cadre du contrôle passif. Les systèmes de contrôle sont encombrants et la mise en mouvement des parois pose de sérieux problèmes d'architecture. Des études supplémentaires sont nécessaires afin de pouvoir répondre à ces contraintes de manière satisfaisante. Les futurs travaux devraient ainsi être axés sur la minimisation des systèmes de contrôle, tout en s'efforçant de conserver leur performance, afin de faciliter leur intégration sur véhicule réel. A cet effet, le recours à la micro-mécanique constitue une perspective intéressante. Des systèmes microscopiques de contrôle, les MEMS (pour **M**icro **E**lectro **M**echanical **S**ystems) sont en cours de développement et pourraient à moyen terme s'avérer particulièrement intéressant pour l'industrie automobile. Une étude plus complète sur ce type d'actionneurs est proposée par Gad-El-Hak [GeH90], Leclerc *et al.* [Lec05], Breuer [Bre02], Ho *et al.* [Ho82]

Une autre solution active de contrôle semble plus adaptée à la problématique automobile : le contrôle par soufflage. L'actionneur est intégré dans la géométrie, ce qui permet de s'affranchir des critères esthétiques, et génère de la quantité de mouvement en utilisant directement des jets d'air. Cette technique de contrôle, bien que relativement récente, a déjà donné lieu à une large bibliographie qui est abordée dans la partie suivante.

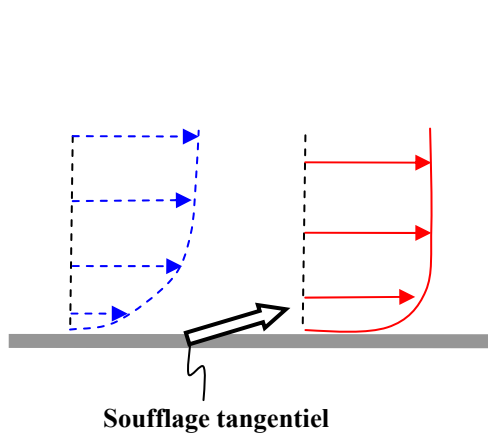
2.2- Contrôle par soufflage.

La technique de contrôle par soufflage continu consiste à injecter de la quantité de mouvement, et donc de l'énergie, dans l'écoulement, et plus précisément en proche paroi. Le jet peut être tangentiel, auquel cas la quantité de mouvement longitudinale est directement injectée au voisinage de la paroi (Figure 2.30). Il peut également être dirigé normalement à la paroi (Figure 2.31). Dans ce cas, la couche de cisaillement qui se développe au niveau de l'orifice de sortie dégénère en 2 vortex contrarotatifs (1 et 2 sur la Figure 2.31). La présence de l'écoulement principal, tangent à la paroi, élimine ou réduit le développement du tourbillon 1. Au contraire, le tourbillon 2 se développe et permet d'améliorer le mélange au sein de la couche limite en prélevant de la quantité de mouvement dans les zones de grandes vitesses (au niveau de la couche externe de la couche limite) et en la réinjectant en proche paroi (Figure 2.31). Dans les 2 cas (jet tangentiel ou normal à la paroi), le soufflage permet d'injecter de la quantité de mouvement dans la couche limite, et de compenser le gradient longitudinal de pression qui contribue au décollement de celle-ci. Le soufflage permet ainsi de repousser le décollement vers l'aval.

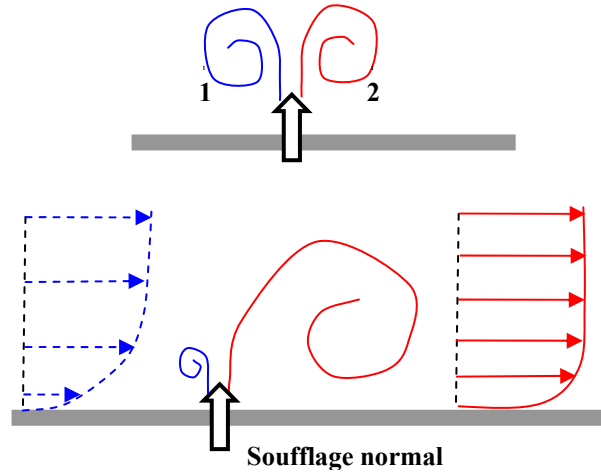
Le contrôle par soufflage est caractérisé par le débit d'air injecté, défini à l'aide du coefficient de quantité de mouvement [Poi95] :

$$C_\mu = \frac{V_{\text{jet}} * (\rho_{\text{jet}} V_{\text{jet}} A_{\text{jet}})}{\frac{1}{2} \rho_{\text{ref}} V_{\text{ref}}^2 S} \quad (2.5)$$

où V_{jet} et V_{ref} représentent respectivement la vitesse maximale d'éjection dans le plan de sortie du jet et la vitesse infinie amont de l'écoulement, ρ_{jet} et ρ_{ref} les masses volumiques du fluide injecté et de l'écoulement, A_{jet} la section de sortie du jet et S une surface de référence, caractéristique de l'écoulement. Les valeurs typiques de ce coefficient sont de 1 à 5 % dans le cadre d'applications aéronautiques [Poi95]. Des résultats significatifs ont été obtenus sur des géométries académiques.



Soufflage tangentiel



Soufflage normal

Figure 2.30- Mécanisme du soufflage tangentiel

Figure 2.31- Mécanisme du soufflage normal

Différentes configurations ont ainsi été testées au sein du Laboratoire d'Etude Aérodynamique (LEA) de Poitiers. Bourgois *et al.* [Bou04] indiquent que la mise en place de soufflage tangentiel, à travers une fente située à 10^{-2} m du bord d'attaque d'un profil ONERA D, permet d'éliminer le décollement qui apparaît lorsque le profil est en incidence (pour des incidences de 14°). Le soufflage doit alors être positionné en amont et au voisinage de la ligne de séparation de l'écoulement. Des résultats similaires sont obtenus en utilisant un soufflage normal à la paroi, à travers des jets circulaires de 400 μ m de diamètre. Dans ce dernier cas, le mécanisme de contrôle est similaire puisque la faible dimension des orifices du jet permet à la quantité de mouvement injectée de rester dans la couche limite. Aucune donnée quantitative sur les vitesses de soufflage utilisées ou les modifications obtenues sur les performances aérodynamiques de la voilure ne sont communiquées dans la référence [Bou04], mais l'utilisation du soufflage permet d'injecter de l'énergie dans la couche limite et de compenser le gradient adverse de pression. La Figure 2.32 propose ainsi les cartographies de ligne de frottement sans contrôle et avec contrôle, réalisées sur l'extrados du profil Onera D, vue de l'arrière. Dans le cas sans contrôle (Figure 2.32 (a)), des zones de recirculation indiquent la présence d'un décollement de la couche limite. Au contraire, lorsque le contrôle est appliqué (Figure 2.32 (b)), les filets fluides restent plaqués sur la paroi du profil et l'écoulement reste attaché.

Tensi *et al.* [Ten99] indiquent également que l'utilisation de soufflage pariétal continu permet de limiter de façon significative le développement du sillage d'un cylindre. Les expérimentations sont menées à faibles vitesses, soit $V_\infty = 0,27 \text{ m.s}^{-1}$, autour d'un cylindre de diamètre 20.10^{-3} m (soit un nombre de Reynolds de $Re=330$). Le soufflage est appliqué à travers une fente, le long d'une génératrice du cylindre à la position azimutale $\theta=180^\circ$. La Figure 2.33 propose des visualisations réalisées sans contrôle et pour différentes valeurs du coefficient de quantité de mouvement ($C_\mu=0.52, 4.36$ et $39,2$).

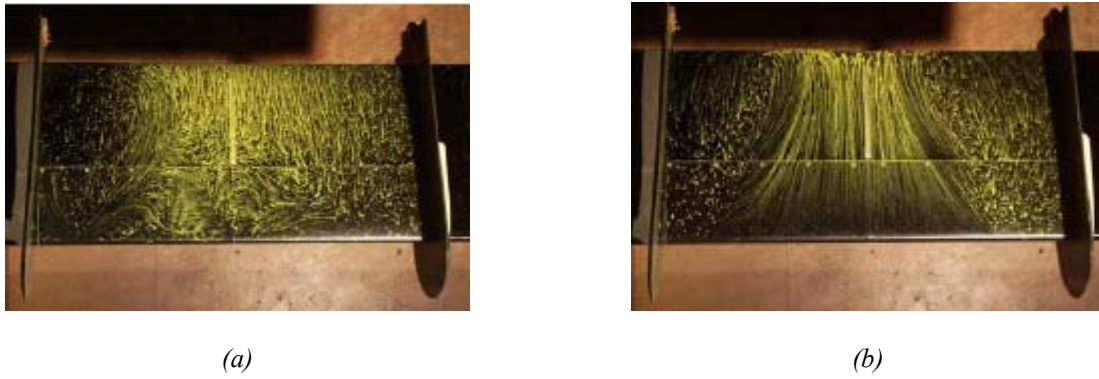


Figure 2.32- Visualisation pariétale sur l'extrados d'un profil ONERA D, vue de l'arrière (a) sans contrôle (b) avec utilisation de micro-jets, d'après Bourgois et al. [Bou04]

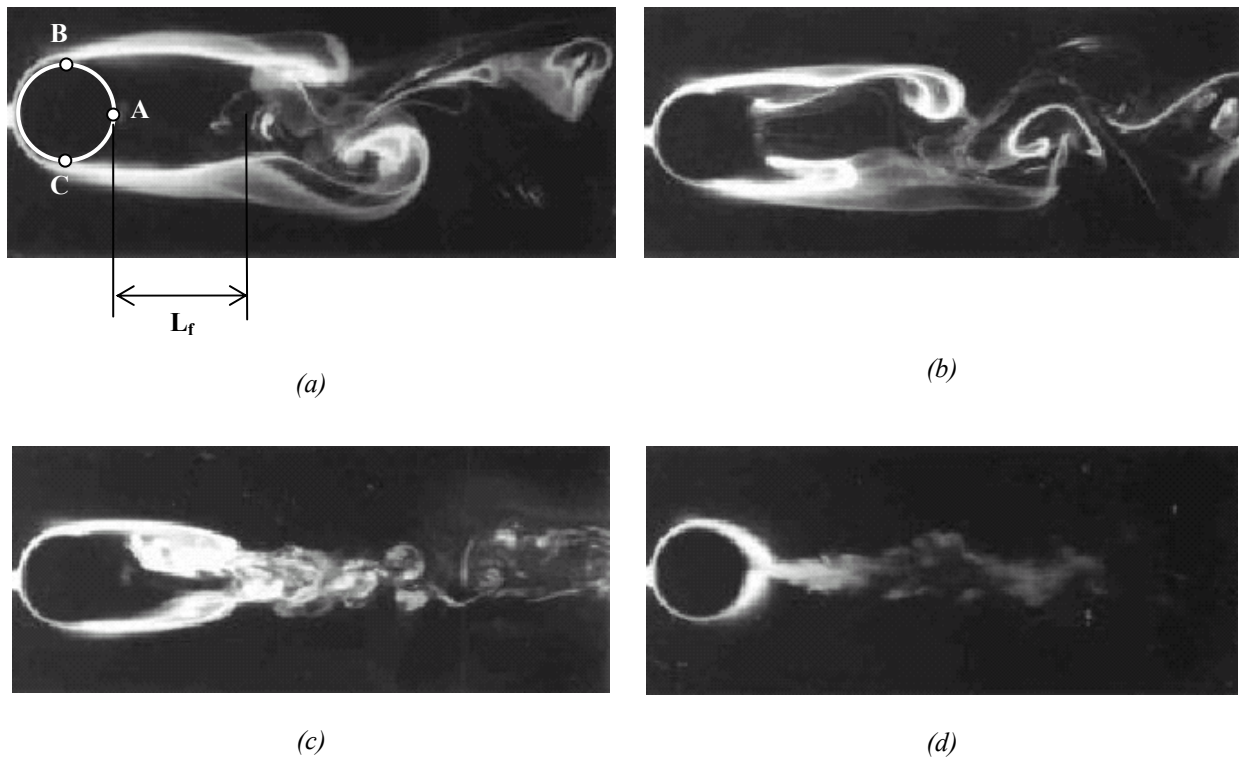


Figure 2.33- Atténuation du sillage d'un cylindre à l'aide d'une fente de soufflage située pour une position azimutale $\theta=180^\circ$, (a) sans contrôle, (b) avec $C_\mu=0,52$, (c) avec $C_\mu=4,36$, (d) avec $C_\mu=39,2$, d'après Tensi et al. [Ten99]

Sans contrôle, la ligne de séparation est située à la position azimutale $\theta=80^\circ$ (Figure 2.33 (a)) et l'écoulement fait apparaître des structures tourbillonnaires de Von Karman. Ce résultat est classique. L'application du soufflage permet alors de repousser le décollement et de limiter la zone de recirculation, caractérisée par la distance L_r . Cette dernière décroît lorsque C_μ croît, et l'écoulement est complètement rattaché pour $C_\mu=40$. La valeur du coefficient de quantité de mouvement est largement supérieure à celles données pour les écoulements aéronautiques [Poi95]. Néanmoins, le mécanisme de contrôle est sensiblement différent. Il ne s'agit pas là d'injecter de l'énergie dans la couche limite, mais plus vraisemblablement de forcer le fluide en lui imposant une direction d'écoulement. Le soufflage crée localement une dépression importante au niveau du point A (donné Figure 2.33) et la différence de pression entre les points A et B d'une part, et A et C d'autre part force l'écoulement à se diriger en direction du point A. L'énergie nécessaire à la création d'une dépression suffisante au recollement est supérieure à

celle qui consiste à ré-énergétiser la couche limite et peut expliquer la différence observée au niveau des coefficients de quantité de mouvement.

Relativement peu de publications font cependant état de l'application du soufflage sur des géométries de type automobile. Récemment, Bruneau *et al.* [Bru04] étudient l'influence d'un jet localisé sur le culot du corps de Ahmed, par voie numérique 2D. Des injecteurs, placés sur le haut et sur le milieu du culot (Figure 2.34, respectivement (a) et (b)), permettent d'obtenir des réductions de traînée allant de 14% (injecteur placé en haut) à 35% (injecteur placé sur le milieu). La publication référencée [Bru04] ne détaille cependant pas les résultats (les quantités de mouvement injectées ne sont pas mentionnées) et ne permet pas, en particulier, d'identifier les mécanismes du contrôle. La topologie des écoulements au culot du corps de Ahmed, identifiée dans la section 1.2 du chapitre 2.1, permet cependant d'envisager 2 mécanismes. Conformément aux résultats obtenus par Tensi *et al.* [Ten99] sur un cylindre, le soufflage, en particulier lorsqu'il est appliqué sur le haut du culot, crée localement une dépression qui peut dans certain cas forcer l'écoulement à recoller sur la lunette arrière, et participer à la réduction de la section du sillage (Figure 2.34 (a)). Compte tenu de la géométrie anguleuse, cette explication ne semble pas convenir au cas où l'injecteur est placé sur le centre du culot. Dans ce dernier cas, un deuxième effet vient s'ajouter : la quantité de mouvement introduite au voisinage du point de rattachement N des structures tourbillonnaires peut permettre de repousser les structures en aval et participer à l'augmentation moyenne de la pression sur le culot (Figure 2.34 (b)). Cette augmentation de pression se traduit alors par une réduction de la traînée de pression, majoritaire dans les écoulements automobiles.

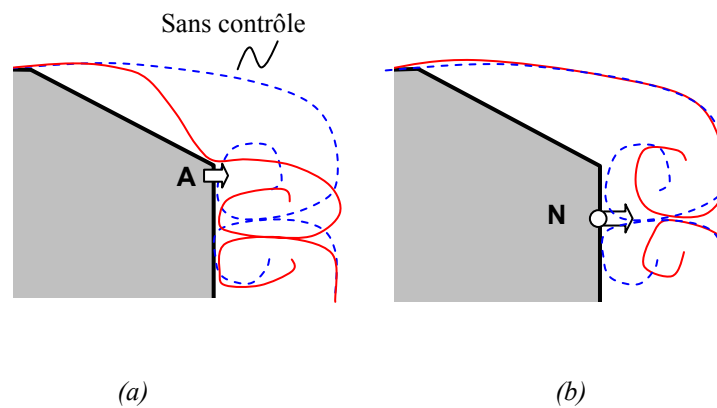


Figure 2.34- Principe de fonctionnement du soufflage appliqué sur le haut du culot (a) et sur le milieu du culot (b)

Ces résultats restent cependant prospectifs, en l'absence de données quantitatives, et des travaux supplémentaires sont nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques impliqués. En particulier, des simulations numériques 3D et/ou des expérimentations doivent permettre d'envisager plus précisément les performances du contrôle par soufflage appliqué à une géométrie automobile.

Le contrôle par soufflage semble ainsi particulièrement en adéquation avec les préconisations établies dans la section 2 du chapitre 2.1 pour la problématique automobile. Elle permet, sur des géométries académiques, de réduire la section transversale de sillage et d'éliminer (ou plus vraisemblablement de réduire) le développement des structures tourbillonnaires dans le sillage proche. De tels systèmes peuvent également être envisagés dans toutes les zones de décollement, identifiées de façon non exhaustive sur la Figure 2.1. De plus, les actionneurs utilisés sont discrets et répondent aux critères esthétiques déjà mentionnés.

Des travaux restent nécessaires, d'une part pour identifier les performances de ce type de contrôle sur des géométries automobiles, et d'autre part pour répondre aux problèmes d'encombrement liés à l'architecture du véhicule. Ainsi, le fluide injecté dans l'écoulement doit être prélevé et acheminé vers la zone d'injection, ce qui peut s'avérer contraignant. Une

alternative consiste à utiliser des jets alternatifs à débit moyen nul, qui permettent de s'affranchir de cette contrainte en alternant phase d'aspiration et phase de soufflage. Cette technique sera détaillée plus loin. Au préalable, une technique assez proche du soufflage, le contrôle par aspiration continue, est abordé dans le paragraphe suivant.

2.3- Contrôle par aspiration

L'aspiration de couche limite est un phénomène déjà bien connu des expérimentateurs. Elle est en effet utilisée dans les souffleries afin d'éviter la formation d'une couche limite sur le plancher, qui pourrait fausser la validité des résultats. La diffusion de la vorticité transversale, dans la couche limite, implique en effet l'existence d'une composante verticale de vitesse, dirigée vers la couche externe de la couche limite [Guy91] ($v_e(x)$ sur la Figure 2.35), qui entraîne l'épaississement de celle-ci. Cet épaississement se traduit par un ralentissement de l'écoulement dans la couche limite, et dans certains cas par un décollement, la quantité de mouvement ne permettant plus de contrer le gradient de pression adverse. L'idée consiste à s'opposer à l'épaississement naturel de la couche limite en appliquant une aspiration pariétale. La composante normale w_{asp} (Figure 2.35) de la vitesse d'aspiration s'oppose alors à la composante v_e et retarde l'épaississement de la couche limite ($\delta_2(x) < \delta_1(x)$, Figure 2.35 avec $\delta_1(x)$ l'épaisseur de couche limite sans aspiration et $\delta_2(x)$ l'épaisseur de couche limite avec aspiration). Dans le contexte de la présente étude, l'intérêt réside dans le fait que le fluide contenu dans la couche limite a alors tendance à accélérer et à mieux résister au gradient adverse de pression. L'aspiration permet ainsi de retarder le décollement.

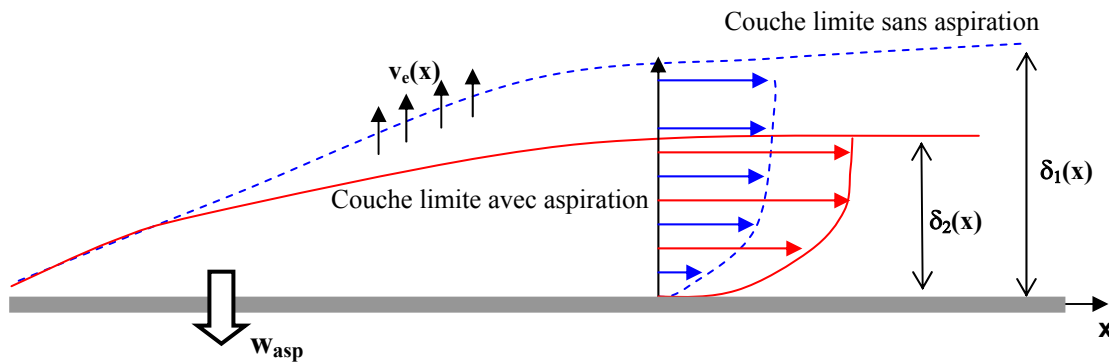


Figure 2.35- Principe de fonctionnement de l'aspiration de couche limite

Comme pour le soufflage, l'aspiration est caractérisée par le coefficient de quantité de mouvement C_μ défini par la relation (2.5). La plupart des publications scientifiques associées au contrôle par aspiration s'intéressent à l'écoulement autour de géométries académiques [Bou03], [Fou04]. Bourgois *et al.* [Bou03] considèrent ainsi l'écoulement autour d'un cylindre de diamètre $D=5 \cdot 10^{-2}$ m et de longueur $L=10^{-1}$ m, ce qui définit avec la vitesse de l'écoulement incident ($V_0=30$ m.s⁻¹) un nombre de Reynolds de $Re=10^5$. Afin de s'affranchir des effets de transition laminaire/turbulent de la couche limite, la transition est déclenchée grâce à des scies d'aéromodélisme placées à la position azimutale $\theta=30^\circ$. Des visualisations pariétales permettent de déterminer le point de décollement qui intervient pour une position azimutale $\theta=86^\circ$. L'aspiration est alors appliquée selon une fente d'épaisseur $e=0,8 \cdot 10^{-3}$ m placée à $\theta_i=112^\circ$ qui permet de repousser le décollement à $\theta=120^\circ$ (voir Figure 2.36 et Figure 2.37). Le gain en traînée associée est de l'ordre de 30%. Le coefficient de quantité de mouvement associé n'est pas donné. Des résultats similaires sont obtenus numériquement par Fournier *et al.* [Fou04] sur la même géométrie. Une aspiration localisée à $\theta=112^\circ$ pour $C_\mu=6\%$ permet de repousser le décollement à $\theta=120^\circ$ et entraîne une réduction de traînée de 26%.

De précédentes études expérimentales font état d'une chute de traînée due à la transition laminaire/turbulent de la couche limite pour un Reynolds de $45 \cdot 10^5$. L'écoulement décolle alors naturellement à la position azimutale $\theta=120^\circ$. Ces résultats

suggèrent que l'aspiration, placée sur un cylindre pour une position azimutale $\theta < 120^\circ$, permet de recoller la couche limite en déclenchant la turbulence.

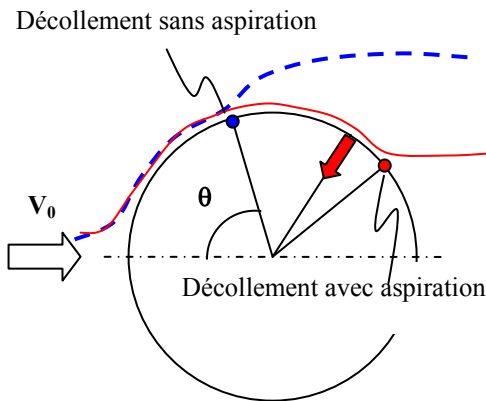


Figure 2.36- Effet de l'aspiration sur le décollement autour d'un cylindre.

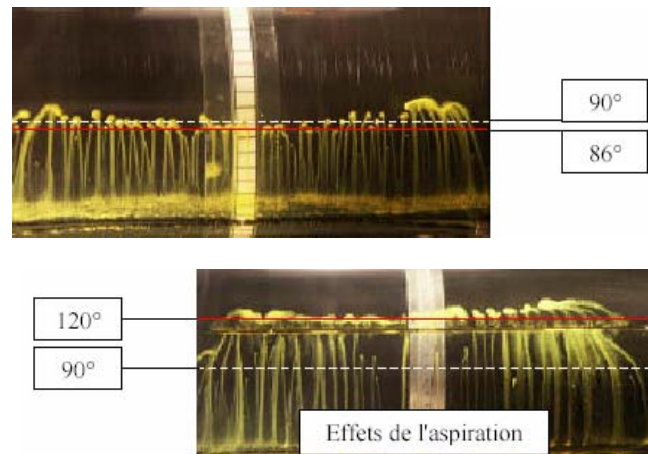


Figure 2.37- Visualisation pariétale (l'écoulement va de bas en haut). Localisation du décollement sans contrôle puis avec aspiration, d'après [Bou03]

Les études de Bourgois *et al.* [Bou03] et Fournier *et al.* [Fou04] mettent en évidence l'efficacité de l'aspiration dans le contrôle du décollement de la couche limite. Cette technique semble alors, comme le soufflage, particulièrement adaptée à la problématique automobile. Son utilisation peut être envisagée dans toutes les zones du véhicule où se développent des décollements. En particulier, une fente d'aspiration placée sur le haut de la lunette arrière permet potentiellement de supprimer la zone décollée D identifiée Figure 2.7, et de réduire significativement la section de sillage. Comme pour le soufflage, les actionneurs sont de plus discrets et permettent de s'affranchir de la contrainte esthétique précédemment évoquée. Une utilisation de l'air aspiré pour la climatisation de l'habitacle [Rou05_br] ou le refroidissement du système de motorisation peut être envisagée. Cependant, de nombreux travaux sont encore nécessaires avant d'envisager son implantation sur véhicule. En particulier, l'aspiration doit être testée sur des configurations d'écoulement proche de celles trouvées autour d'un véhicule automobile afin de valider ses performances en terme de contrôle, et les mécanismes de contrôle doivent être approfondis.

Si les solutions précédemment évoquées, notamment l'aspiration et le soufflage, sont très prometteuses quant à l'implantation sur véhicules réels, l'énergie nécessaire à leur application peut poser problème. Le rendement énergétique, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie économisée, sous forme de réduction de traînée, et l'énergie consommée devient alors un paramètre prépondérant. Ainsi, l'optimisation de ce rendement est au cœur de toutes les études de stratégie de contrôle, avec notamment la stratégie optimale [Lee98], [Choi01]. Une autre alternative consiste à considérer des systèmes fonctionnant à débit moyen nul comme les jets synthétiques qui alternent une phase d'aspiration et une phase de soufflage. L'apport énergétique est moindre puisque l'air aspiré est ensuite soufflé.

2.4- Jets synthétiques

Le jet synthétique se caractérise par une alternance périodique entre les phases d'aspiration et de soufflage. Cette alternance est généralement générée par une membrane oscillante, pilotée par un système piézo-électrique ou électromagnétique, dans une cavité reliée à l'écoulement par un orifice étroit [Smi97] (Figure 2.38 (b)). L'oscillation de la membrane permet de piloter la fréquence et l'amplitude du jet. Les différents systèmes de commande de la membrane sont référencés par Kral [Kra98].

Le jet synthétique permet alors d'apporter de la quantité de mouvement et d'augmenter le mélange dans la couche limite, tout en fonctionnant à débit moyen nul. L'air aspiré pendant la phase d'aspiration fournit le fluide nécessaire à la phase de soufflage. L'intérêt du jet est alors triple : la phase d'aspiration aspire la couche limite (voir section 2.3), la phase de soufflage

injecte de la quantité de mouvement dans la couche limite (voir section 2.2) et l'alternance des 2 phases génèrent des tourbillons de petites dimensions, advectés par l'écoulement principal, qui améliorent le mélange au sein de la couche limite. Ces 3 effets contribuent à lutter contre le gradient de pression adverse et permettent de retarder l'apparition du décollement de la couche limite.

De nombreuses publications détaillent la dynamique du jet synthétique, par voie numérique [Lee02] [Utt02] ou expérimentale [Smi97]. Le propos n'est pas ici de caractériser complètement le jet synthétique (le lecteur intéressé peut alors se référer à des synthèses plus complètes avec les travaux de Kral *et al.* [Kra98], ou plus récemment Leclerc *et al.* [Lec05]) mais d'identifier les paramètres influents en terme de contrôle.

Le jet synthétique permet de générer en proche paroi des profils de vitesse similaires à ceux obtenus avec un jet continu, tout en fonctionnant à débit moyen nul. Pour un jet continu, les profils de vitesse indiquent l'existence de 2 phases [Abr63] : une phase laminaire pendant laquelle le jet se développe puis une phase turbulente où le jet s'épanouit et contribue activement au mélange au sein de la couche limite. Smith *et al.* [Smi97] montrent alors que la génération de tourbillons à la sortie du jet synthétique permet à la seconde phase d'apparaître plus rapidement (à 40 l de l'orifice de sortie dans le cas du jet libre contre 10 l dans le cas du jet synthétique, avec l la largeur de l'orifice de sortie du jet). Le profil de vitesse généré par le jet conditionne le mélange dans la couche limite, et est donc représentatif de la performance du contrôle.

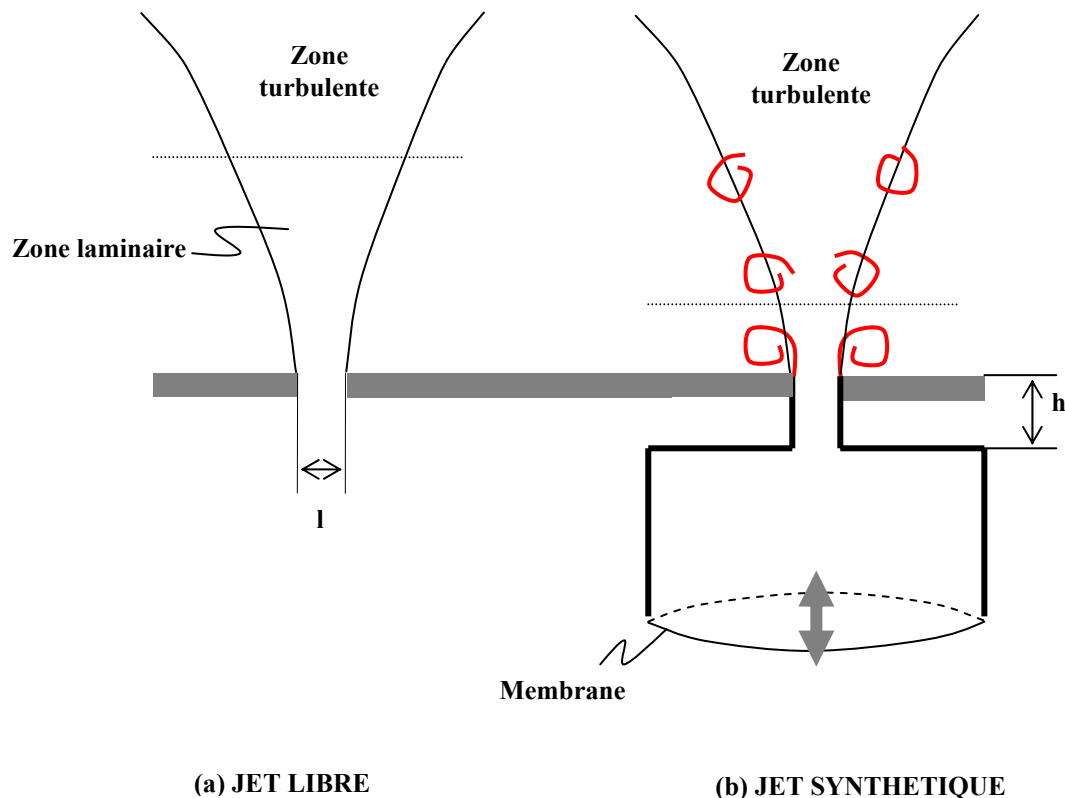


Figure 2.38- Structure du jet synthétique

Lee *et al.* [Lee02] indiquent alors que les profils de vitesse en sortie sont essentiellement paramétrés par l'amplitude du battement de la membrane, la hauteur h de l'orifice de sortie et la forme de cet orifice (Figure 2.38). Ces 3 paramètres caractérisent en effet le développement de couches limites dans l'orifice de sortie et la section réelle de sortie du jet.

Le jet synthétique est paramétré par un coefficient de débit de quantité de mouvement fluctuant c_μ et une fréquence généralement adimensionnée sous forme de nombre de Strouhal S_{tr} :

$$-c_\mu = 2 \frac{V_{rms} (\rho_{jet} V_{rms} A_{jet})}{\rho_{ref} V_{ref}^2 S} \quad (2.6)$$

où V_{rms} et V_{ref} représentent respectivement la vitesse fluctuante dans le plan de sortie du jet et la vitesse infinie amont de l'écoulement, ρ_{jet} et ρ_{ref} les masses volumiques du fluide injecté et de l'écoulement, A_{jet} la section de sortie du jet et S une surface de référence, caractéristique de l'écoulement.

$$-S_{tr} = 2\pi \frac{f \cdot h}{U_{ref}} \quad (2.7)$$

avec f la fréquence d'alternance des phases de soufflage et d'aspiration, h et U_{ref} une longueur et une vitesse caractéristique de l'écoulement.

Le jet synthétique est alors testé sur différentes géométries. Bera *et al.* [Ber99] étudie le contrôle par jet synthétique du décollement autour d'un cylindre, dans une configuration similaire à celle développée par Tensi *et al.* [Ten99], Fournier *et al.* [Fou04] ou Bourgois *et al.* [Bou03] (Voir 2.2 et 2.3). Un jet synthétique est placé à la position azimutale $\theta=110^\circ$ avec un débit de quantité de mouvement fluctuant $C_\mu=2\%$. Les relevés de pression donnés Figure 2.39 indiquent que l'écoulement décolle à $\theta=120^\circ$ en l'absence de contrôle. L'application du jet synthétique en amont du point de décollement permet d'énergiser la couche limite et de repousser le décollement à $\theta=135^\circ$. La zone de dépression située autour de $\theta=80^\circ$ est élargie et accentuée (la dépression maximale passe de $C_p=-1,57$ sans contrôle à $C_p=-1,69$ lorsque le jet synthétique est appliqué). Ces modifications se traduisent en terme de coefficient aérodynamique par une augmentation très nette de la portance ($C_z=-0,01$ sans contrôle contre $C_z=+0,13$ avec contrôle) et une augmentation très légère de la traînée ($C_x=0,56$ sans contrôle contre $C_x=0,58$ avec contrôle).

Le jet synthétique permet donc d'obtenir des résultats similaires à ceux obtenus par soufflage ou aspiration (voir les résultats donnés autour d'un cylindre en 2.3.3 et 2.3.4), tout en fonctionnant à débit moyen nul.

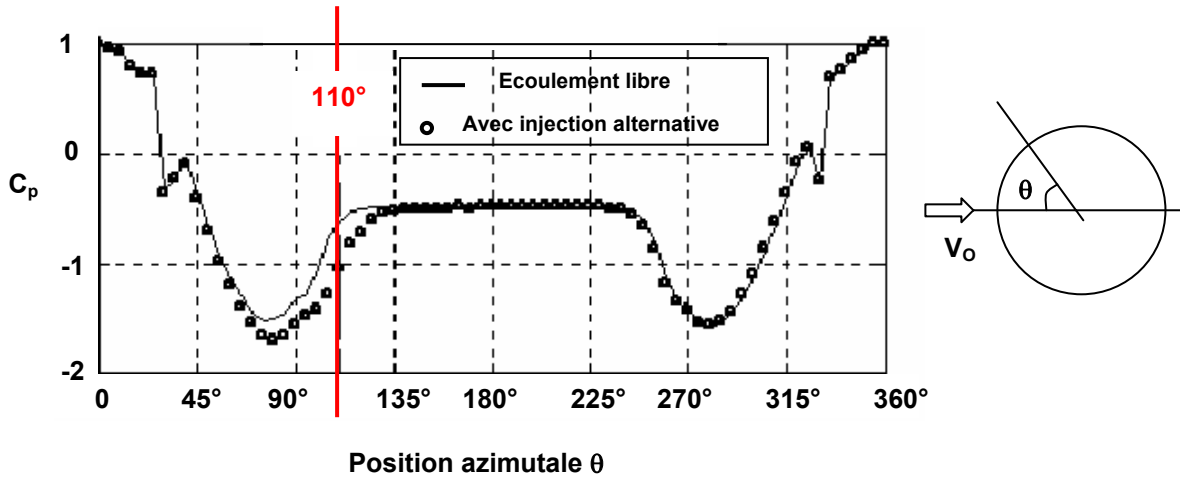


Figure 2.39- Répartition de pression autour d'un cylindre avec et sans contrôle [Ber99]

Dans une configuration plus proche de la problématique automobile, le jet synthétique est appliqué sur le culot d'une plaque plane par Bera *et al.* [Ber03]. Deux jets synthétiques sont respectivement placés sur le haut et le bas du culot (Figure 2.40). L'objectif n'est pas de retarder le décollement qui est fixé par la géométrie à angles droits, mais de profiler artificiellement la géométrie, comme dans le cas du soufflage (voir 2.2), de façon à resserrer la section transversale de sillage.

Une structure tourbillonnaire torique, due au décollement du fluide provenant du pavillon, du soubassement et des parois latérales se développe sur la périphérie du culot. Le fluide s'enroule dans cette structure et remonte en direction du culot. Le sillage de la plaque est alors défini non plus en terme de perte de pression totale, mais en terme de déficit de vitesse longitudinale. Le critère retenu pour définir le sillage est la longueur de mélange L_m , c'est-à-dire la longueur en aval du culot

pour laquelle le ratio $\frac{U(x)}{U_0}$ est de 0,5 (avec $U(x)$ la vitesse longitudinale et U_0 la vitesse de référence). Le jet synthétique

appliqué est défini par la vitesse crête de l'injection ($U=3U_0$) et le nombre de Strouhal associé ($S_{tr}=0.1$ avec $S_{tr} = \frac{f \cdot h}{U_0}$ où h représente la hauteur de la plaque plane et f la fréquence d'oscillation du jet.).

Les cartographies de vorticité données Figure 2.41 dans un plan longitudinal médian font apparaître la formation de structures tourbillonnaires contra rotatives pendant la phase de soufflage. Ces structures sont advectées dans le sillage où elles contribuent au mélange de la couche de cisaillement. En l'absence de contrôle, la longueur de mélange est de 3 fois la hauteur de la plaque, soit $L_m=3h$. Cette longueur est ramenée à 1,5 h lorsque le contrôle est appliqué. Les modifications des performances aérodynamiques associées, et notamment de la traînée, ne sont cependant pas quantifiées dans l'article proposé [Ber03].

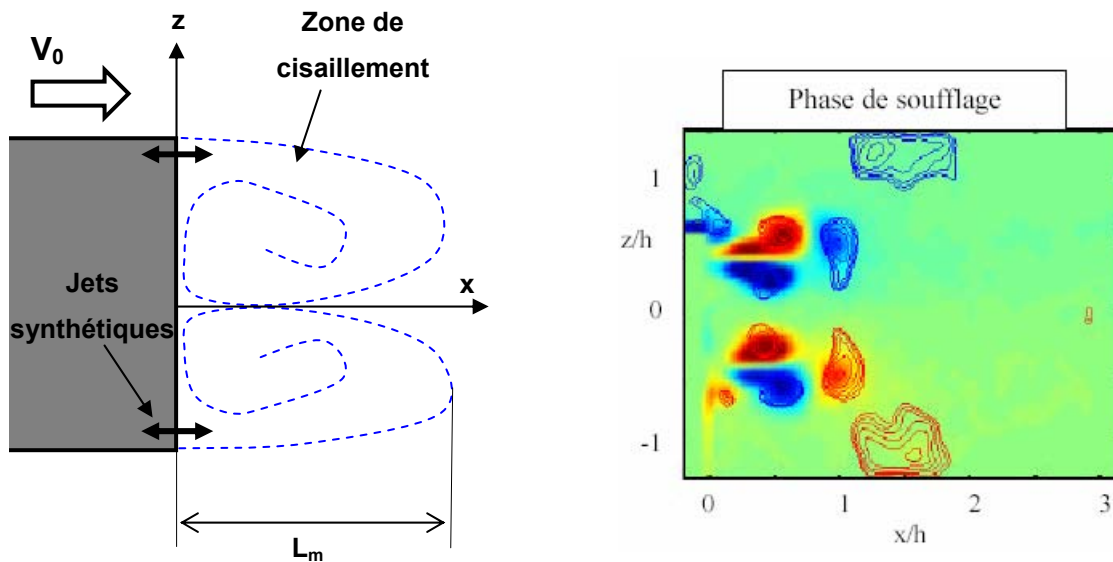


Figure 2.40- Emplacement des actionneurs sur la plaque plane

Figure 2.41- Champ de vorticité relevé dans un plan longitudinal médian au culot de la plaque plane. Les dimensions sont adimensionnées par la longueur l et la hauteur h de la plaque, d'après Bera et al. [Ber03]

Les premiers résultats relatifs à l'utilisation du jet synthétique dans le contrôle des écoulements sont très encourageants. Les mécanismes de contrôle correspondent aux préconisations automobiles données en 1.3. Le jet synthétique permet d'une part de retarder ou d'éliminer les décollements en énergisant la couche limite, et d'autre part de limiter le développement transversal de la section de sillage. Comme pour le soufflage ou l'aspiration, les actionneurs sont discrets et non contraignants quant à l'esthétisme du véhicule. Le fait de fonctionner à débit moyen nul confère au jet synthétique un intérêt supplémentaire puisque l'air aspiré ou soufflé ne doit pas être acheminé dans la carrosserie, et pose donc moins de problèmes liés à l'architecture. Enfin, le coût énergétique du contrôle est relativement faible et le rendement énergétique est meilleur. Le jet synthétique semble donc parfaitement adapté aux contraintes automobiles évoquées dans la section 2 du chapitre 2.1.

Cependant, de nombreux travaux sont encore nécessaires. Aucune publication ne fait état de réduction probante de traînée dans le domaine automobile et la performance du jet synthétique sur des problématiques plus spécifiquement liées à l'automobile doit donc être démontrée et chiffrée. Enfin, le développement d'actionneurs à même de fournir les performances données dans les publications scientifiques académiques, en terme de vitesse et/ou de fréquence, posent encore de nombreux problèmes.

Chapitre 2.3- PRINCIPAUX RESULTATS ET DISCUSSION

L'aérodynamique associée à la problématique automobile est étudiée dans un premier temps, de façon très générale, afin d'identifier les principales structures tourbillonnaires à l'origine du développement de la traînée aérodynamique des véhicules automobiles. La complexité de l'écoulement conduit dans un premier temps à rechercher des géométries simplifiées permettant de conserver la dynamique générale de l'écoulement, tout en isolant chacune des structures impliquées dans la traînée aérodynamique.

La géométrie simplifiée proposée par Ahmed en 1984 [Ahm84] remplit ces conditions. Deux configurations sont retenues : une géométrie à culot inclinée, où la lunette arrière est inclinée à 25° et une géométrie à culot droit. Dans le premier cas, un décollement important apparaît sur la partie arrière (décollement qui apparaît sur certains véhicules à lunette arrière inclinée) et des structures tourbillonnaires longitudinales similaires à celles qui se développent sur les montants de baie ou les arêtes latérales de lunette arrière sont générées. En outre, les décollements sont fixés par la géométrie anguleuse, et leur position est robuste vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement incident [Kra04]; l'influence du contrôle sur les décollements peut ainsi être analysée plus facilement. Dans le second cas, la géométrie s'apparente à un véhicule de type monospace. Les décollements sont là encore imposés par la présence d'arête anguleuse, mais cet aspect se retrouve sur les véhicules réels équipés de casquettes ou d'éléments déclenchant le décollement.

L'expression de la traînée aérodynamique est également simplifiée, conformément aux résultats de Onorato [Ono84], de façon à préciser les objectifs du contrôle. Ainsi, dans les écoulements automobiles, la traînée de pression est prépondérante. L'expression d'Onorato indique que la valeur de la traînée est principalement liée à la section transversale du sillage et aux pertes de pression totale amont/aval. Pour une géométrie où la lunette arrière est inclinée à 25° , les études expérimentales [Spo02] [Lie02] ou numériques [Kra04] relevées dans la bibliographie indiquent que ces pertes de pression sont majoritairement dues au développement d'une zone de recirculation sur la lunette arrière, associée au décollement de l'écoulement en bout de pavillon, et à l'apparition de structures tourbillonnaires longitudinales très énergétiques sur les arêtes latérales de la lunette arrière.

L'objectif principal de la solution de contrôle développée dans la présente étude, la réduction de la traînée aérodynamique, se décline alors selon 2 objectifs : réduire la section transversale du sillage et/ou réduire les pertes de pression totale dans le sillage. Un corollaire à ces 2 objectifs principaux consiste à limiter les pertes de pression statique sur la lunette arrière et le culot, de façon à limiter le développement de la traînée de pression. Dans ce contexte, l'action du contrôle se décline également autour de 2 axes : retarder (voire supprimer) les décollements qui apparaissent,

notamment sur le haut ou les arêtes latérales de la lunette arrière, dans le cas d'une lunette arrière inclinée, ou guider l'écoulement, le forcer, de façon à réduire le développement transversal du sillage.

Un état de l'art portant sur différentes solutions de contrôle proposées par la littérature est abordé dans le second chapitre, afin de déterminer une solution en adéquation avec la problématique automobile. Afin de remplir les objectifs évoqués précédemment, des solutions passives (qui ne nécessitent pas d'apport extérieur en énergie) ou actives (nécessitant un apport extérieur d'énergie) peuvent être envisagées.

Les générateurs de vortex constituent un axe privilégié de recherche (voir chap. 1.3 § 1.1). Les résultats obtenus sur des profils aéronautiques sont très encourageants pour l'industrie automobile puisque les générateurs de vortex permettent de repousser les décollements. Aucune étude ne fait cependant état de réduction de traînée, sur une géométrie automobile, et des travaux complémentaires sont nécessaires.

Certaines solutions permettent d'obtenir des résultats significatifs, en terme de traînée, et ont déjà fait l'objet d'études sur des géométries de type automobile. C'est le cas des éléments séparateurs (voir chap. 1.3 § 1.2) ou des parois mobiles, notamment les cylindres tournants (voir chap. 1.3 § 2.1). Les contraintes esthétiques ou d'architecture ne permettent cependant pas d'envisager leur implantation sur véhicule réel en l'état. Des travaux sont nécessaires afin de minimiser la taille des éléments ajoutés, et de les intégrer de façon plus discrète à la géométrie du véhicule.

En ce sens, les solutions actives de soufflage et/ou d'aspiration constituent les solutions de rupture les plus encourageantes. Elles permettent de repousser le décollement en énergisant la couche limite (soufflage, voir chap. 1.3 § 2.2) ou en l'aspirant (aspiration, voir chap. 1.3 § 2.3). Elles peuvent également être envisagées dans le profilage du véhicule. Si la dépression créée localement par le soufflage ou l'aspiration est suffisamment importante, le gradient de pression peut forcer l'écoulement à s'incurver, au niveau du culot, et conduire à une réduction dans le développement transversal du sillage. Ces solutions sont de plus très discrètes puisque l'actionneur est intégré dans la géométrie du véhicule. L'intégration dans l'architecture du véhicule peut néanmoins poser problème. Le flux d'air, qu'il soit aspiré ou soufflé, doit être créé et acheminé vers l'orifice de sortie. La solution aérodynamique peut alors être couplée à des solutions de climatisation de l'habitacle [Rou05_br] ou avec le refroidissement du système de motorisation. L'utilisation d'un jet synthétique, qui permet d'alterner une phase de soufflage et d'aspiration, et fonctionne donc à débit moyen nul, est également à l'étude dans de nombreux laboratoires académiques et industriels. Cependant, aucune étude ne fait état de réduction de traînée probante et le développement des actionneurs pose encore de nombreux problèmes. Des études sont nécessaires avant d'envisager l'emploi de ce type d'actionneur sur un écoulement de type automobile. En particulier, les mécanismes de contrôle des solutions de soufflage et d'aspiration doivent être identifiés indépendamment, dans le cadre d'un écoulement automobile, avant d'envisager de les coupler dans un jet synthétique.

Dans le cadre de la présente étude, 2 solutions de contrôle sont retenues. Pour des configurations de type culot incliné où se développe une zone décollée importante, l'objectif consiste à reporter le décollement vers l'aval (i.e. sur le bas de la lunette arrière) afin de réduire les pertes d'énergie volumique et la section transversale de sillage, et d'augmenter localement la distribution de pression statique sur la lunette arrière. Compte tenu des résultats obtenus sur des cylindres [Bou03][Fou04], la solution d'aspiration semble la plus adaptée.

Pour des configurations de type culot droit, l'enjeu est légèrement différent. Le décollement du fluide au niveau du culot ne peut être évité étant donnée la géométrie étudiée. Il s'agit alors de resserrer la section transversale de sillage en orientant les filets fluides au niveau de la ligne de séparation (sur le pourtour du culot). L'objectif est alors de reproduire

fluidiquement, à l'aide de jets d'air, l'action d'éléments séparateurs longitudinaux mise en évidence par Gilliéron [Gil01]. Dans ce contexte, le soufflage est la solution la plus évidente.

Dans un premier temps, ces solutions sont étudiées par voie numérique dans la partie suivante. Un premier chapitre (chap. 3.1) est consacré au code numérique utilisé et aux différents paramètres de la simulation (modèle de turbulence, conditions limites ...). Les solutions évoquées dans le paragraphe précédent sont ensuite successivement détaillées : contrôle par aspiration sur une géométrie de type culot incliné (chap. 3.2) et contrôle par soufflage sur une géométrie de type culot droit (chap. 3.3). Pour chaque configuration de contrôle, une étude bidimensionnelle permet de paramétrer la solution et d'identifier la performance du contrôle en terme de réduction de traînée. Les solutions les plus pertinentes sont ensuite testées et corrigées par une étude tridimensionnelle qui s'intéresse plus spécifiquement aux mécanismes de contrôle.

PARTIE 3- ETUDE NUMERIQUE

Chapitre 3.1- PRESENTATION DU CODE UTILISE

Un fluide s'apparente à un ensemble plus ou moins dense de particules (molécules). Pour des milieux suffisamment denses, considérés comme continu, une approche classique en mécanique des fluides consiste à étudier non pas la dynamique des molécules, mais celle de volumes élémentaires contenant un nombre important de molécules. Cette approche, qualifiée de *macroscopique*, s'intéresse ainsi à l'évolution de grandeurs caractéristiques du fluide comme la masse volumique, la vitesse d'ensemble ou encore la pression (...). La dynamique du fluide est alors décrite par les équations de Navier Stokes. De nombreux algorithmes ont été développés afin de modéliser numériquement la dynamique du fluide.

Des approches initialement introduites par Frisch *et al.* [Fri86], cherchent cependant à suivre le mouvement des particules qui composent le fluide, selon une approche qualifiée de *microscopique* (ou *particulaire*). A cette échelle, le mouvement du fluide est décrit par l'équation de Boltzmann et ces méthodes sont alors appelées *méthodes de Boltzmann*. Des moyennes statistiques permettent de retrouver les valeurs macroscopiques du fluide à partir de la description du mouvement des particules.

Le code de calcul utilisé dans le présent travail s'appuie sur ce type de méthodes. Il s'agit du code de calcul PowerFlow, développé par la société Exa®. Ce code a déjà fait l'objet de nombreuses publications [Ric02] [Che97a]. Le propos de cette partie n'est alors pas de reprendre complètement ces travaux, en détaillant le code de façon exhaustive, mais plus particulièrement de donner les idées fondamentales associées aux méthodes de Boltzmann et les caractéristiques principales du code : le modèle utilisé par le code de calcul, l'algorithme permettant de modéliser les conditions aux limites du domaine de simulation ainsi que la modèle de turbulence et la gestion du maillage.

Le lecteur pourra également se référer aux travaux de Lallemand *et al.* [Lal00], d'Humières *et al.* [Hum93] ou Chen *et al.* [Che98] sur les méthodes de Boltzmann.

L'approche Boltzmann sur réseau modélise le fluide au niveau microscopique et considère que la dynamique macroscopique résulte du comportement collectif des particules microscopiques. Au niveau microscopique, les gaz s'apparentent à un ensemble plus ou moins dense de particules (molécules) soumises à des chocs. La vitesse est considérée comme constante entre deux chocs consécutifs [Fri86]. L'approche statistique consiste alors à exprimer l'ensemble des variables physiques (macroscopiques) à partir de grandeurs caractéristiques de la trajectoire des particules : une longueur, une vitesse et un temps.

La longueur caractéristique de la trajectoire d'une particule s'identifie au libre parcours moyen l défini comme la distance moyenne parcourue par la particule entre 2 chocs consécutifs. Sa valeur est de l'ordre de 10^{-12} m. De même, la vitesse caractéristique, c'est-à-dire la vitesse moyenne de la particule est définie par la relation énergétique (3.1) :

$$\frac{1}{2}mV_c^2 = \frac{3}{2}kT_c \quad (3.1)$$

où m , k et T_c désignent respectivement la masse de la particule, la constante de Boltzmann (égale à $1,38 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹) et la température en Kelvin. Cette longueur et cette vitesse permettent alors de définir la durée caractéristique entre 2 chocs consécutifs:

$$\tau = \frac{l}{V_c} = l * \left(\frac{m}{3kT_c} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

Cette durée caractéristique est proche de 10^{-9} s et sa valeur est grande comparée à la durée du choc de l'ordre de 10^{-14} s.

Ces notions permettent d'élaborer des méthodes basées sur des moyennes statistiques et des notions probabilistes désignées méthodes de gaz sur réseau et Boltzmann sur réseau. Dans toute la suite du document, les différentes valeurs (température T , viscosité ν , pression P ...) seront adimensionnées par ces grandeurs caractéristiques de l'échelle microscopique, et représentées avec un trait (\bar{T} , $\bar{\nu}$, \bar{P} ...).

1- Définition de l'algorithme

1.1- La méthode de Boltzmann : mise en équation

A l'instar des méthodes macroscopiques classiques, le volume est discrétisé selon un réseau régulier de points de calcul appelés nœuds. La trajectoire des particules sur ce réseau est alors modélisée selon deux phases : une phase de distribution qui associe à chaque nœud du réseau une fonction de distribution de vitesses et une phase de redistribution qui permet de modéliser les chocs entre particules.

A cet effet, une distribution discrète de vitesses V_i ($i=1$ à N où N représente le nombre de possibilités de vitesse associé au nœud considéré) est associée à chaque nœud du réseau. Elle représente les différentes possibilités de déplacement de particules d'un nœud de calcul vers un nœud voisin. De même, une fonction f_i est associée à chaque vitesse. Elle représente la densité de particule se déplaçant selon la vitesse V_i .

Les phases de propagation et de redistribution des particules sur le réseau sont alors définies pour chaque point de calcul par l'équation de Boltzmann, discrétisée sur le réseau [Che91] :

$$\vec{f}(\vec{r} + \vec{V}\Delta t, t + \Delta t) - \vec{f}(\vec{r}, t) = \vec{\Omega} \quad (3.3)$$

où \vec{r} représente le déplacement des particules associé à la vitesse \vec{V} , $\vec{V}\Delta t$ et Δt représentent respectivement les pas d'espace et de temps de la simulation (afin de simplifier les équations, le pas de temps Δt est pris égal à 1) et $\vec{\Omega}$ une fonction permettant de modéliser la collision entre les particules. Une description de ce type, description sommaire de la dynamique des particules [Fri86], permet, à l'aide du développement de Chapman-Enskog [Cha70], de retrouver les solutions des équations de Navier-Stokes. Différentes modélisations ont été proposées pour le terme de collision $\vec{\Omega}$, dont la plus simple et la plus utilisée est celle de Bhatnagar-Gross-Krook (**BGK**) [Bha54] [Che92], qui associe la

collision à une relaxation de l'état excité des particules avant le choc à un état d'équilibre définie par une fonction de distribution \vec{f}^{eq} . Le terme de collision est alors donné par :

$$\vec{\Omega} = \frac{\vec{f} - \vec{f}^{eq}}{\tau_{rel}} \quad (3.4)$$

avec τ_{rel} la constante de temps associée à la relaxation.

Les relations (3.3) et (3.4) indiquent alors que l'algorithme général de calcul est déterminé par 3 paramètres : La définition du réseau de nœud de calcul et de la distribution de vitesse associée, la définition d'un état d'équilibre \vec{f}^{eq} et la définition d'une constante de relaxation τ_{rel} .

Dans le cadre de la présente étude, seule la configuration retenue pour le logiciel Powerflow est développée, et le paragraphe suivant donne les éléments principaux de définition du code. Les travaux de Ricot *et al.* [Ric02] peuvent être consultés pour plus de détails sur l'application des méthodes de Boltzmann dans le logiciel PowerFlow.

1.2- Détermination du modèle utilisé par PowerFlow

L'énergie cinétique massique associée à une particule est alors donnée par :

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N V_i^2 \quad (3.5)$$

Où N représente le nombre de possibilité de vitesse pour une particule se trouvant sur le nœud considéré. Une particule placée sur un nœud quelconque du réseau peut rester immobile au centre (niveau $\bar{e}=0$ d'énergie, représenté par un triangle sur la Figure 3.1), se déplacer vers un nœud adjacent dans le plan horizontal ou vertical (niveau $\bar{e}=1$ d'énergie représenté par un rond vide sur la Figure 3.1), ou vers un nœud plus éloignés (niveau $\bar{e}=2$ d'énergie représenté par un rond plein sur la Figure 3.1). Le modèle propose ainsi 34 combinaisons possibles et le modèle est dit à 34 vitesses (2 permutations possibles pour le niveau 0, 18 pour le niveau 1 et 14 pour le niveau 2)

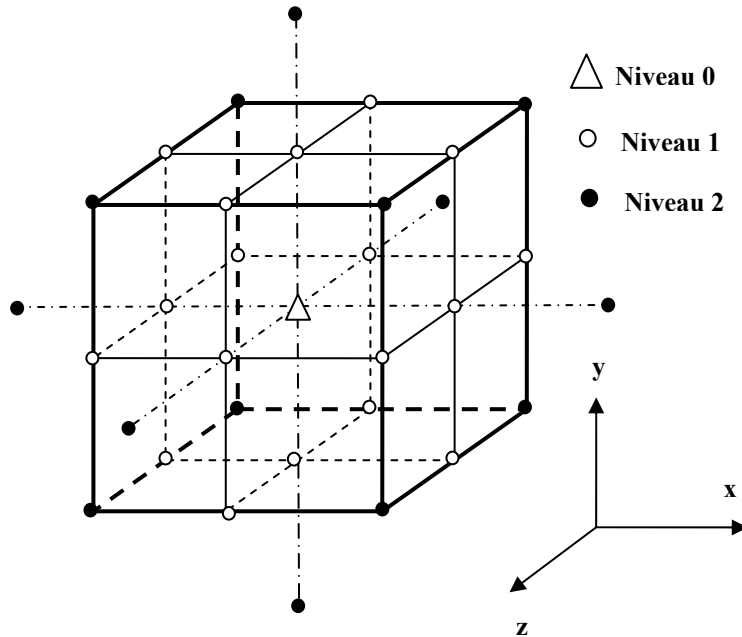


Figure 3.1- Définition du réseau de vitesse utilisé par le code de calcul, d'après [Che97a]

Le réseau de vitesse étant défini, l'étape suivante consiste à déterminer l'état d'équilibre \vec{f}^{eq} et la constante de relaxation τ_{rel} . Tout deux sont liés aux propriétés macroscopiques du fluide considéré. L'opérateur de collision défini en (3.4) doit en effet vérifier les lois fondamentales de conservation comme la conservation de la masse ou la conservation de la quantité de mouvement. A cet effet, la masse volumique $\bar{\rho}$ et la quantité de mouvement $\bar{\rho}\vec{u}$ sont exprimées à partir des densités particulières selon :

$$\bar{\rho}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N f_i(\mathbf{r}, t) \quad (3.6)$$

$$\bar{\rho}\vec{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^3 \left(\sum_{i=1}^N f_i(\mathbf{r}, t) (\vec{V}_i \cdot \vec{x}_j) \vec{x}_j \right) \quad (3.7)$$

Les travaux de Chen *et al.* [Che97a] permettent alors de déterminer la relation d'équilibre pour le réseau de vitesse considéré :

$$f_i^{eq} = \bar{\rho} \omega \left[1 + \frac{\mathbf{V}_i \cdot \vec{u}}{\bar{T}} + \frac{(\mathbf{V}_i \cdot \vec{u})^2}{2\bar{T}^2} - \frac{|\vec{u}|^2}{2\bar{T}} + \frac{(\mathbf{V}_i \cdot \vec{u})^3}{6\bar{T}^3} - \frac{\mathbf{V}_i \cdot \vec{u}}{2\bar{T}^2} |\vec{u}|^2 \right] \quad (3.8)$$

avec \bar{T} la température adimensionnée par la température caractéristique T_c donnée en 1.1 et ω un coefficient de pondération associés à chacun des niveaux d'énergie. Les coefficients de pondération sont alors donnés par [Che97a] :

$$\begin{cases} \omega_1 = (3\bar{T}^2 - 3\bar{T} + 1) \\ \omega_2 = \frac{\bar{T}}{12} (2 - 3\bar{T}) \\ \omega_3 = \frac{\bar{T}}{24} (3\bar{T} - 1) \end{cases} \quad (3.9)$$

La valeur de la constante de relaxation est également donnée en fonction de propriétés macroscopiques caractéristiques du fluide. Chen *et al.* [Che97a] propose la relation suivante, donnée en fonction de la viscosité adimensionnée du fluide $\bar{\nu}$ et de la température, toutes deux adimensionnées:

$$\tau_{rel} = \frac{\bar{\nu}}{\bar{T}} + \frac{1}{2} \quad (3.10)$$

En fait, le code utilisé par Powerflow fonctionne selon 2 temps de relaxation permettant de contrôler indépendamment la valeur de la viscosité et de la diffusivité thermique. Dans le cadre de la présente étude, les configurations d'écoulement envisagées sont isothermes et le second temps de relaxation n'intervient pas.

L'algorithme général de la méthode de Boltzmann peut alors être définie selon 4 étapes. Les distributions de particules étant connues en tout point du réseau à un temps t , les deux premières étapes consistent à déterminer les densités de particule après les phases de propagation et de collision, selon la relation (3.3), l'état d'équilibre et la constante de relaxation étant connu ((3.8) et (3.10) au temps $t-\Delta t$). Les valeurs de la masse volumique et de la quantité de mouvement associées sont déterminées dans la troisième étape à l'aide des relations (3.6) et (3.7). Leurs valeurs permettent enfin dans la quatrième étape de déterminer l'état d'équilibre au temps $t+\Delta t$ et d'initier l'itération suivante. (Relation (3.8)).

2- Gestion des conditions aux limites

L'algorithme donné précédemment implique la connaissance au temps t de la distribution de particules associée à chaque vitesse, pour tous les nœuds du réseau. Au niveau des limites du domaine de simulation, cependant, les distributions associées aux vitesses *entrantes* (c'est-à-dire provenant de l'extérieur du domaine de simulation (f_6 , f_2 et f_5 sur la Figure 3.2 représentant un modèle bidimensionnel à 9 vitesses) vers le domaine de simulation sont inconnues et l'algorithme ne peut pas fonctionner. Tout le problème revient alors à déterminer ces distributions de particules f_i *entrantes*, soit en les imposant, soit en les reliant aux distributions de particules *sortantes* (c'est-à-dire provenant du domaine de simulation vers l'extérieur, f_4 , f_7 et f_8 sur la Figure 3.2).

L'idée consiste alors à utiliser la valeur des grandeurs macroscopiques fixées à la limite du domaine (généralement vitesse ou pression). Ainsi, par exemple, si la vitesse et la densité sont fixées sur une des limites du domaine de calcul, les relations (3.6) et (3.7) permettent de retrouver le flux de particules entrantes. Dans le cas des conditions limites de paroi, des conditions de rebond total (Figure 3.3) ou de réflexion spéculaire (Figure 3.3) sont proposées [Che98], selon que la paroi est glissante ou non.

Dans le premier cas, pour des parois non glissantes, la condition impose :

$$\begin{cases} f_2 = f_4 \\ f_5 = f_7 \\ f_6 = f_8 \end{cases} \quad (3.11)$$

Dans le second cas, pour des parois glissantes, la condition à la paroi est donnée par :

$$\begin{cases} f_2 = f_4 \\ f_5 = f_8 \\ f_6 = f_7 \end{cases} \quad (3.12)$$

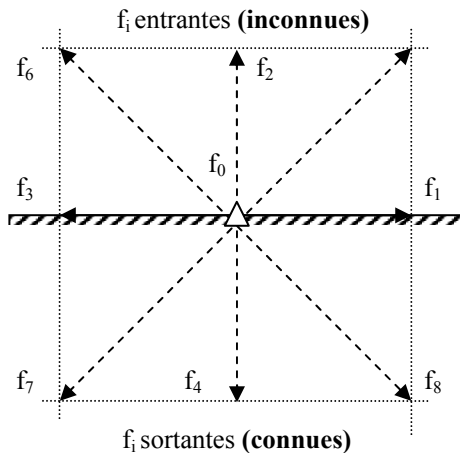


Figure 3.2- Distribution de vitesse à la limite du domaine de calcul : définition des distributions de particules entrantes et sortantes sur un modèle bidimensionnel à 9 vitesses.

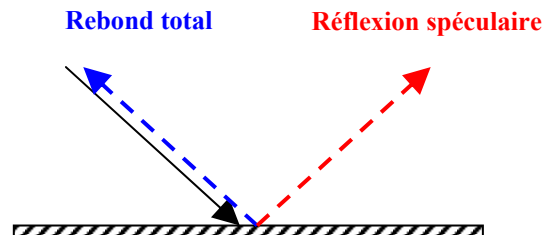


Figure 3.3- Schéma des conditions de rebond total et de réflexion spéculaire à la paroi

Ces techniques sont cependant applicables à des géométries de forme simple, où les nœuds de calcul coïncident avec la géométrie. Pour des formes plus complexes, une méthode volumique, basée sur le contrôle des flux de masse et de quantité de mouvement à travers la frontière est appliquée.

L'idée, introduite par Chen *et al.* [Che97b], consiste à évaluer le nombre de particules se déplaçant à la vitesse V_i (et ce pour chaque vitesse *sortante*, Figure 3.2) susceptible d'impacter la frontière de la géométrie. Il est alors possible de déterminer le flux des grandeurs macroscopiques associées. Pour une paroi non glissante, comme c'est le cas dans la présente étude, l'annulation de ces flux permet de déterminer l'expression des distributions de particules associées aux vitesses *entrantes* en fonction des distributions de particules associées aux vitesses *sortantes*, qui sont connues.

Soit le nœud de calcul M_k , situé au voisinage d'une paroi (Figure 3.4). La distribution de particules f_i associée à la vitesse sortante V_i est considérée arbitrairement comme uniformément répartie sur le volume V_{M_k} centré en M_k ($V_{M_k} = \Delta x^3$ en l'absence de paroi) (Figure 3.4). La masse de particule à la vitesse V_i contenue dans V_{M_k} est alors donnée par

$$m_k = m * N_{ki} = \rho V_{M_k} f_i$$

avec m la masse d'une particule, N_{ki} le nombre de particules à la vitesse V_i dans le volume V_{M_k} et ρ la densité caractéristique du fluide, soit :

$$N_{ki} = \frac{\rho V_{M_k}}{m} f_i \quad (3.13)$$

Considérant un élément de surface δS de normale sortante n_s (Figure 3.4), les particules animées de la vitesse V_i qui viendront potentiellement impacter l'élément δS pendant l'intervalle de temps Δt sont contenues dans le volume V_s défini par :

$$V_s = \vec{V}_i \cdot \vec{n}_s \cdot \Delta t \cdot \delta S \quad (3.14)$$

Les particules provenant de la cellule M_k , animées de la vitesse V_i et qui impactent l'élément δS pendant l'intervalle de temps Δt sont donc comprise dans le volume V_{ki} , défini comme l'intersection des volumes V_{M_k} et V_s , soit :

$$V_{ki} = V_s \cap V_{M_k} \quad (3.15)$$

En considérant, comme cela a été fait précédemment, que les particules sont uniformément réparties sur le volume, le nombre de particules qui impactent l'élément δS pendant l'intervalle de temps Δt , issues de tout les points de calculs voisins (ayant une influence sur δS), c'est-à-dire le flux de particules sortant, associé à la vitesse V_i , est donné par :

$$N_i^{\text{sortant}} = \sum_k \frac{V_{ki}}{V_{M_k}} N_{ki} \quad (3.16)$$

Le flux entrant est alors déterminé en annulant le flux de particules à travers la surface solide δS , soit :

$$N_i^{\text{entrant}} = N_i^{\text{sortant}} = \sum_k \frac{V_{ki}}{V_{M_k}} N_{ki} \quad (3.17)$$

Les distributions f_i *entrantes* associées sont obtenues en utilisant le même raisonnement, en sens inverse.

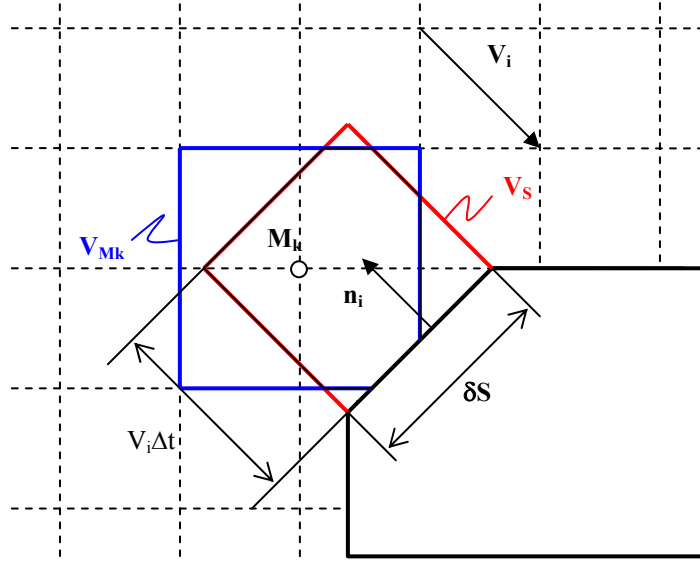


Figure 3.4- Schéma de la condition limite à la paroi utilisée par Powerflow, d'après [Ric02]

3- Maillage et discrétisation temporelle

Le maillage, généré automatiquement par le code, est un maillage volumique cartésien par bloc [Yu02]. Chaque bloc B_k est associé à un niveau de résolution δx_k avec :

$$\delta x_k = 2^k \delta x_0 \quad (3.18)$$

où δx_0 représente la résolution la plus fine, c'est-à-dire la longueur d'un cube élémentaire de calcul dans le bloc de plus haute résolution (Figure 3.5). A chaque changement de bloc (aussi appelés boîte de résolution ou VR), la taille des mailles est donc multipliée par 2. En pratique, l'utilisateur définit d'une part la résolution la plus fine δx_0 et d'autre part la taille et la position des différents blocs dans le domaine de calcul. Les régions de l'écoulement où apparaît un gradient important pour l'une des variables macroscopiques doivent naturellement être maillées plus finement. La sensibilité des résultats au maillage utilisé, notamment dans les zones de fort gradient, est abordé en annexe 3 où est traité le passage au 3D pour une géométrie de type culot incliné (corps de Ahmed).

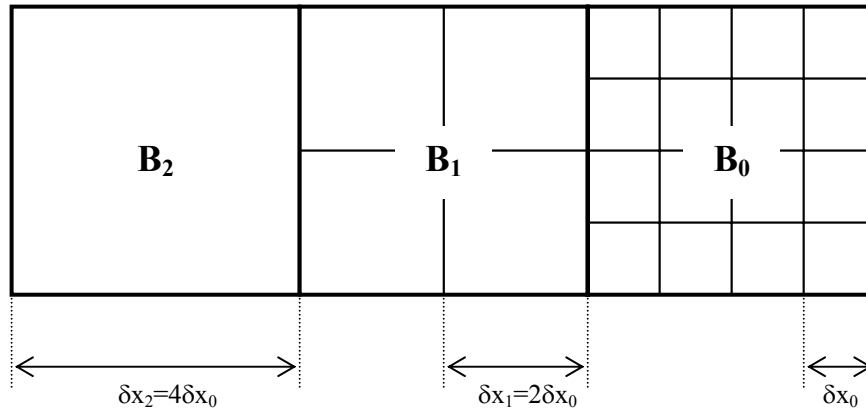


Figure 3.5- Représentation schématique du maillage cartésien par blocs utilisés dans PowerFlow. 3 niveaux de résolution sont représentés B_0 , B_1 et B_2

Dans les modèles particuliers, la vitesse du son et la viscosité (à partir de la relation 3.10) caractéristique du fluide, non adimensionnées, sont respectivement données par [Che97b]:

$$c_s = \sqrt{\frac{\chi + 2}{\chi} \bar{T}} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (3.19)$$

$$\nu = \bar{T} \left(\frac{\tau_{rel}}{\Delta t} - \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \quad (3.20)$$

où \bar{T} représente la température adimensionnée, caractéristique du fluide, χ le degrés de liberté des particules, Δx la taille élémentaire des mailles au point de calcul considéré et Δt le pas de temps associé. Le nombre CFL qui relie la discrétisation spatiale et temporelle est alors défini comme :

$$C_{FL} = c_s \frac{\Delta t}{\Delta x} = \sqrt{\frac{\chi + 2}{\chi} \bar{T}} \quad (3.21)$$

Les pas de temps Δt et d'espace Δx étant reliés de façon linéaire pour un écoulement isotherme (relation (3.19)), le fait d'avoir $\delta x_k = 2k \cdot \delta x_0$ conformément à la relation (3.18) implique également $\delta t_k = 2k \cdot \delta t_0$. Dans les zones où la résolution est la plus grossière, le nombre d'éléments comme le nombre d'itérations du calcul sont réduits, ce qui présente un avantage évident en terme de volume de calcul.

Enfin, la viscosité et la vitesse du son, non adimensionnées, étant les mêmes dans tout le domaine fluide, indépendamment du niveau de résolution du bloc considéré, le temps de relaxation doit être légèrement adapté selon la relation (3.22) :

$$\tau'_{rel} = \frac{1}{2} + 2 * \left(\tau_{rel} - \frac{1}{2} \right) \quad (3.22)$$

L'avantage principal de ce type de maillage est sa facilité de mise en œuvre. Cet aspect a d'ors et déjà séduit de nombreux constructeurs automobiles (Renault, Peugeot, Nissan...), notamment pour simuler l'écoulement autour de géométries complexes comme c'est le cas, par exemple, dans un compartiment moteur. En revanche, ce type de maillage a été mis en défaut dans la représentation de couches limites. Lockard *et al.* [Loc00] indiquent que les décollements de couche limite qui apparaissent sur un profil arrondi, sur un profil d'aile NACA 12, ne sont pas correctement représentés. Cependant, une publication plus récente [Sho02] présente une excellente concordance entre les résultats obtenus numériquement, avec PowerFlow, et les résultats expérimentaux également obtenus sur un profil NACA12. Quoi qu'il en soit, Powerflow permet de décrire correctement les décollements *géométriques*, au niveau des ruptures de pente sur des géométries anguleuses comme celles qui sont étudiées dans la suite du document.

Le point suivant concerne la modélisation de la turbulence. Le comportement macroscopique du fluide s'obtient à partir de moyennes statistiques effectuées sur la distribution des particules. Les données d'entrée et de sortie du code sont alors des variables macroscopiques (pression, vitesse, température) et les modèles de turbulence sont définis à l'instar des méthodes dites classiques.

4- Modèle de turbulence

4.1- Modèle général

Pour les écoulements à haut nombre de Reynolds, comme c'est le cas pour les applications automobiles ($Re=10^6$), un grand nombre de structures, de différentes échelles temporelle ou spatiale, coexistent. La résolution directe des équations de Boltzmann nécessite alors une trop grande capacité de calcul, comme dans le cas pour la DNS (Direct Numerical Simulation) dans les approches macroscopiques. Un modèle est nécessaire afin de représenter les structures de petites dimensions. Pour les structures dont les dimensions caractéristiques sont supérieures à la taille locale du maillage, les équations de Boltzmann sont résolues directement. Un modèle RNG k- ε développé par Yakhot *et al.* [Yak86] permet de résoudre les équations de la turbulence pour les structures de dimensions caractéristiques inférieures à la résolution locale du maillage.

Afin de modéliser les structures de petites échelles, une viscosité turbulente est schématiquement introduite dans l'expression de la viscosité, et donc dans l'expression du temps de relaxation, d'après (3.10). La modélisation de la turbulence s'intègre donc facilement à l'algorithme de calcul. La non uniformité du maillage est également prise en compte pour la modélisation de la turbulence à travers la relation (3.22). La viscosité est alors donnée par :

$$\nu = \nu_0 + \nu_t \quad (3.23)$$

avec ν_0 la viscosité moléculaire et ν_t la viscosité turbulente, artificiellement introduite pour modéliser les effets de petites échelles. La viscosité turbulente est donnée par [Lau74] :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.24)$$

avec C_μ un coefficient introduit par le modèle, k l'énergie cinétique turbulente et ε la dissipation. Le modèle de fermeture repose alors sur 2 équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de la dissipation ε , donnée par [Yak86] :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\nu_0}{\sigma_k} + \frac{\nu_T}{\sigma_{kT}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \frac{\tau_{ij} S_{ij}}{\rho} - \varepsilon \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\nu_0}{\sigma_\varepsilon} + \frac{\nu_T}{\sigma_{\varepsilon T}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \frac{\tau_{ij} S_{ij}}{\rho} - \left(C_{\varepsilon 2} + C_\mu \phi \frac{\tilde{\sigma}^3 \left(1 - \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0} \right)}{1 + \beta \sigma^3} \right) \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (3.25)$$

avec \bar{u}_i la vitesse moyenne dans la direction x_i , τ_{ij} le tenseur des contraintes turbulentes de Reynolds, S_{ij} le tenseur de déformation, σ_ε , $\sigma_{\varepsilon T}$, σ_k , σ_{kT} , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, ϕ , σ_0 et β des constantes numériques introduites par le modèle. En particulier, le coefficient ϕ est nul dans le modèle développé par Launder *et al.* [Lau74] et égal à 1 dans le modèle de Yakhot *et al.* [Yak86]. Dans le modèle initialement développé par Yakhot *et al.* [Yak86], le terme $\tilde{\sigma}$ représente le taux de cisaillement adimensionnel, donné par :

$$\tilde{\sigma} = \frac{|S|k}{\varepsilon} \quad (3.26)$$

où $|S|$ représente le module du tenseur de déformation. Des travaux plus récents, proposées par Yakhot *et al.* [Yak01] permettent de modifier légèrement cette expression en ajoutant des termes prenant en compte l'anisotropie de l'écoulement, comme la vorticit   ou l'h  licit  

$$\tilde{\sigma} = \frac{|S|k}{\varepsilon} + \frac{|\omega|k}{\varepsilon} + \frac{|\Omega|k}{\varepsilon} \quad (3.27)$$

o   $|\omega|$ repr  sente le module du tenseur de vorticit   et $|\Omega|$ le module du tenseur d'h  licit  .

Les valeurs des diff  rents coefficients num  riques introduits par le mod  le dans les   quations (3.24) et (3.25) sont donnés par Yakhot *et al.* [Yak86] (   comparer aux valeurs donnés par Launder *et al.* [Lau74] dans les premiers d  veloppements du mod  le k-  ) et reportés dans le tableau 3.1 :

Coefficients	Launder <i>et al.</i> [Lau74]	Yakhot <i>et al.</i> [Yak86]
C_μ	0,09	0,085
$C_{\varepsilon 1}$	1,44	1,42
$C_{\varepsilon 2}$	1,92	1,68
σ_k	1	0,719
σ_ε	1	0,719
σ_{kT}	1	0,719
$\sigma_{\varepsilon T}$	1,3	0,719
β	X	0,012
σ_0	X	4,38

Tableau 3.1 – Donnés des coefficients num  riques introduits par le mod  le de turbulence. Comparaison entre le mod  le original [Lau74] et le mod  le modifi   [Yak86]

Le syst  me d'  quation (3.25) est r  solu sur le m  me r  seau que les   quations de Boltzmann (Figure 3.1). Le sch  ma utilis   est du second ordre en espace (sch  ma de diff  rences finies de Lax-Wendroff), associ      un sch  ma explicite d'int  gration temporelle [Per99].

4.2- Mod  le de paroi

Au niveau de la paroi, la couche limite turbulente qui se d  veloppe peut   tre divisé en sous couche, hiérarchisé selon la distance    la paroi. Au voisinage de la paroi, les grandeurs sont exprimés en fonction du taux de cisaillement    la paroi τ_w . Ainsi, la distance    la paroi et la vitesse dans la couche limite sont donnés par :

$$\begin{cases} y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu} \\ u^+ = \frac{u}{u_\tau} \end{cases} \quad (3.28)$$

Avec y la distance à la paroi dans la direction normale, u la vitesse locale de l'écoulement et u_τ la vitesse de frottement définie par :

$$\tau_w = \rho u_\tau^2 \quad (3.29)$$

En proche paroi, pour $y^+ < 5$, les effets de viscosité sont prépondérants devant les effets de turbulence dans l'expression du frottement et la sous-couche est dite visqueuse. La vitesse u^+ est directement donnée par le coefficient de frottement à la paroi. Une zone tampon permet ensuite de converger vers la zone logarithmique, qui se situe à $30 < y^+ < 300$ (), où les effets de viscosité et turbulents sont du même ordre. Enfin, pour $y^+ > 300$, la sous-couche est appelée zone de sillage et les effets turbulents deviennent prépondérants devant les effets visqueux.

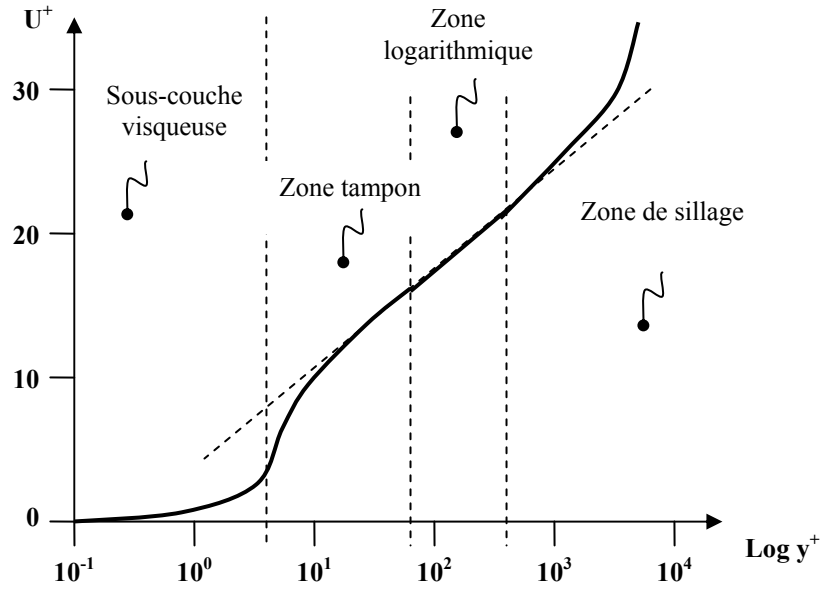


Figure 3.6- Représentation de la couche limite turbulente en proche paroi.

Afin de caractériser numériquement la nature turbulente de la couche limite, la loi utilisée par le code Powerflow dans la zone logarithmique (pour $30 < y^+ < 300$ ou plus vraisemblablement $10 < y^+ < 300$) est donnée par :

$$u^+ = A \cdot \log(y^+) + B \quad (3.30)$$

Avec A et B des constantes respectivement égales à 2,44 et 5. Afin de mieux représenter le comportement de la couche limite turbulente en présence d'un gradient de pression, un terme de sensibilisation ζ est introduit en fonction du gradient longitudinal de pression [Per99], soit :

$$U^+ = A \log\left(\frac{y^+}{\zeta}\right) + B \quad (3.31)$$

avec :

$$\zeta = 1 + \alpha \left(h \frac{\partial P}{\partial x} \right)^\beta \quad (3.32)$$

Avec α et β des constantes empiriques, h une grandeur caractéristique permettant d'adimensionner le gradient de pression, soit :

$$h = \frac{L_0}{\rho_0 V_0^2} \quad (3.33)$$

avec L_0 , ρ_0 et V_0 respectivement une longueur, une densité et une vitesse caractéristique.

La société Exa propose des comparaisons Powerflow/Expérimental ou Powerflow/CFD sur diverses configurations d'écoulements, afin de valider le code de calcul. Ces comparaisons peuvent être consultées, à titre non exhaustif, dans les publications de Pervaiz *et al.* [Per99] dans un conduit en coude, Shock *et al.* [Sho02] sur un profil NACA 12, Li *et al.* [Li04] sur un cylindre. Dans tout les cas, les résultats numériques présentent une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux.

Les relations (3.24) et (3.26) permettent de définir le coefficient de frottement, donné par :

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho u^2} = 2 \frac{u_\tau^2}{u^2} \quad (3.33)$$

Un algorithme développé par Chen *et al.* [Che97b] permet alors d'introduire la valeur de ce coefficient de frottement dans l'expression des conditions limites de paroi. Le frottement pariétal est ainsi utilisé comme une valeur macroscopique permettant de retrouver les distributions entrantes de vitesses, évoquées en section 2, Figure 3.2.

5- Résumé des principaux aspects du code

Cette première partie permet de déterminer les principaux aspects du code de calcul utilisé. L'algorithme principal repose sur une méthode de Boltzmann sur réseau (voir § 1.1) où l'écoulement est abordé d'un point de vue microscopique. La dynamique des particules est décrites à travers 2 phases : une première phase où les particules se propagent sur le réseau et une seconde phase de redistribution qui modélise les collisions entre particules. Les variables macroscopiques sont ensuite calculées à l'aide de moyennes statistiques effectuées sur un grand nombre de particules. L'algorithme développé par Chen *et al.* [Che97a], utilisé dans le code de calcul, repose sur un modèle à 34 vitesses étendues sur 3 niveaux d'énergie (voir 1.2). Le maillage volumique est cartésien, régulier, et défini par bloc (voir 1.3). Les conditions aux limites du domaine de calcul sont gérées à partir de la conservation des flux macroscopiques de densité et de quantité de mouvement (voir 2). Enfin, le modèle de turbulence repose sur une approche de type RNG k- ϵ , développée par Yakhot *et al.* [Yak86], avec une discrétisation d'ordre 2 en espace et un schéma d'intégration temporel explicite en temps (voir 4).

Dans le cadre du présent travail, le code numérique est utilisé pour simuler l'écoulement autour de 2 géométries simplifiées de véhicule automobile, représentant respectivement un culot incliné à 25° et un culot droit. Pour chacune de ces 2 configurations, des solutions de contrôle par aspiration (sur culot incliné, voir chap. 3.2) ou soufflage (sur culot droit, voir chap. 3.3) sont analysées à partir d'expérimentations numériques réalisées en 2D et en 3D.

Chapitre 3.2- ETUDE NUMERIQUE DU CONTROLE PAR ASPIRATION SUR UNE CONFIGURATION DE TYPE CULOT INCLINE

Dans ce premier chapitre, l'objectif consiste à améliorer les performances aérodynamiques d'un véhicule de type culot incliné, c'est-à-dire un véhicule possédant une lunette arrière inclinée par rapport à l'horizontal. Pour ce type de véhicule, une zone décollée se développe sur la lunette arrière (voir chap. 2.1 § 1), siège de pertes d'énergie volumique importante. Dans ce contexte, l'objectif est de repousser, voire d'éliminer, cette zone décollée en créant localement une dépression importante sur le haut ou le bas de la lunette arrière. Dans le premier cas, la dépression permet de redonner de la vitesse à l'écoulement en proche paroi et d'éviter le décollement (Solution 1 sur la Figure 3.7), dans le second cas, la dépression permet de recoller l'écoulement sur le bas de la lunette arrière (Solution 2 sur la Figure 3.7).

La performance de l'aspiration, dans ce contexte, est mise en évidence expérimentalement sur un cylindre par Bourgois *et al.* [Bou03] et Fournier *et al.* [Fou04]. L'objectif de ce chapitre est alors d'adapter cette technique d'aspiration à la problématique automobile.

Une étude bidimensionnelle préliminaire permet dans un premier temps d'identifier les performances du contrôle. La relative simplicité de mise en œuvre et le coût numérique raisonnable (en terme de temps de calcul et de ressources calcul) de ces simulations permettent de tester plusieurs paramètres de contrôle et d'identifier une configuration optimale. Cette configuration est ensuite reprise et corrigée sur un écoulement tridimensionnel. Des configurations de contrôle supplémentaires, associées au développement des tourbillons longitudinaux (inabordables par voie 2D) sont également testées dans la seconde partie du chapitre.

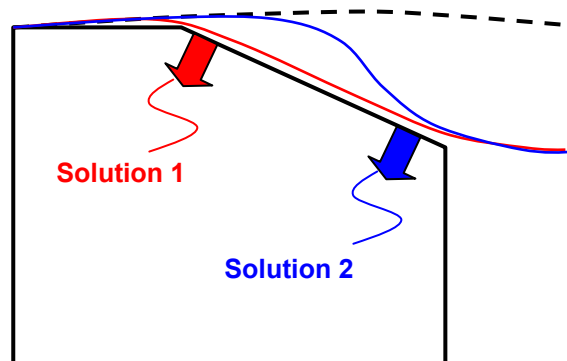


Figure 3.7- Schématisation des 2 mécanismes de contrôle envisagés

1- Résultats préliminaires : Etude numérique 2D

L'étude préliminaire 2D est présentée dans ce paragraphe. Dans un premier temps, le protocole de la simulation et les différents paramètres du contrôle par aspiration sont détaillés. L'évolution du coefficient moyen de traînée de la géométrie en fonction de la configuration de contrôle utilisé permet dans un second temps d'analyser l'impact de chacun des paramètres de contrôle sur l'efficacité de l'aspiration. Enfin, la solution la plus performante est analysée à l'aide de tomographies de pertes de pression d'arrêt et de pression statique afin de caractériser les mécanismes du contrôle par aspiration.

1.1- Mise en place de la simulation

La géométrie utilisée dans les simulations numériques 2D représente le pavillon, la lunette arrière et le culot du corps de Ahmed [Ahm84] (Figure 3.8). Les décollements qui apparaissent sur la face arrondie avant du corps de Ahmed, mis en évidence expérimentalement par Gilliéron *et al.* [Gil00], ne sont donc pas pris en compte, et la simulation représente exclusivement les structures qui apparaissent sur la lunette arrière et le culot du véhicule. La partie inférieure fait soubassement et est positionnée à une hauteur $h=0,05$ m du plancher de la soufflerie numérique. La longueur L et la hauteur H de la géométrie sont respectivement de 1,044 m et 0,288 m. La longueur du pavillon est de $\lambda_1=0,988$ m, soit légèrement supérieure à celle du corps de Ahmed pour permettre à la couche limite de se développer. La lunette arrière, de longueur $l=0,222$ m, est inclinée à 25° par rapport à l'horizontal. Pour cette inclinaison, la topologie de l'écoulement est de type bicorps (voir chapitre 2.1 § 1.2).

Cette géométrie est placée dans une veine numérique rectangulaire dont la hauteur H_1 et la longueur L_1 sont respectivement de $10H$ et $30L$ (Figure 3.8). Ces dimensions importantes permettent de s'affranchir des éventuelles interactions entre les conditions imposées à l'écoulement aux limites du domaine de simulation et l'écoulement principal (au voisinage de la géométrie), et d'éviter en particulier toute remontée de pression [Che98]. La condition de sortie, en aval de la géométrie (sortie, Figure 3.8) et sur la partie haute (plafond, Figure 3.8), permet à l'écoulement de s'écouler librement. Compte tenu de la distance laissée à l'arrière de la géométrie, une condition de pression statique est imposée. La pression sur la surface de sortie est uniforme, de valeur $P_0=101325$ Pa. La condition d'entrée, appliquée sur la face située sur la gauche du domaine de simulation (entrée, Figure 3.8) impose une vitesse uniforme de $V_0=40\text{m.s}^{-1}$, soit un nombre de Reynolds ramené à la longueur de la géométrie de $Re=2,8.10^6$. Afin de prendre en compte le ralentissement du fluide associé aux fuites latérales au niveau du soubassement [Cho96], une vitesse $V_1=25\text{ m.s}^{-1}$ est imposée pour l'écoulement de soubassement (Figure 3.8). L'écoulement est advecté de la gauche vers la droite et le fluide est initialisé à la vitesse V_0 . Enfin, une condition de paroi sans frottement est imposée au niveau du plancher de la soufflerie et sur la géométrie. L'aspiration est implémentée par une condition similaire à celle utilisée pour la sortie et le plafond. Néanmoins, dans ce cas, la vitesse est imposée à la place de la pression qui est calculée par le code numérique. La condition est imposée sur une section de contrôle caractérisée en 2D par la largeur de la fente (notée e sur la Figure 3.8). Le module V_{asp} de la vitesse d'aspiration, et son inclinaison θ par rapport à la surface de la géométrie (Figure 3.8) constituent 2 paramètres supplémentaires du contrôle. Ils sont directement implémentés par les composantes de la vitesse imposée sur la section de contrôle. Enfin, le dernier paramètre représente la position de la section de contrôle sur la géométrie. Plusieurs positions sont alors testées et les résultats sont fournies dans la suite du document.

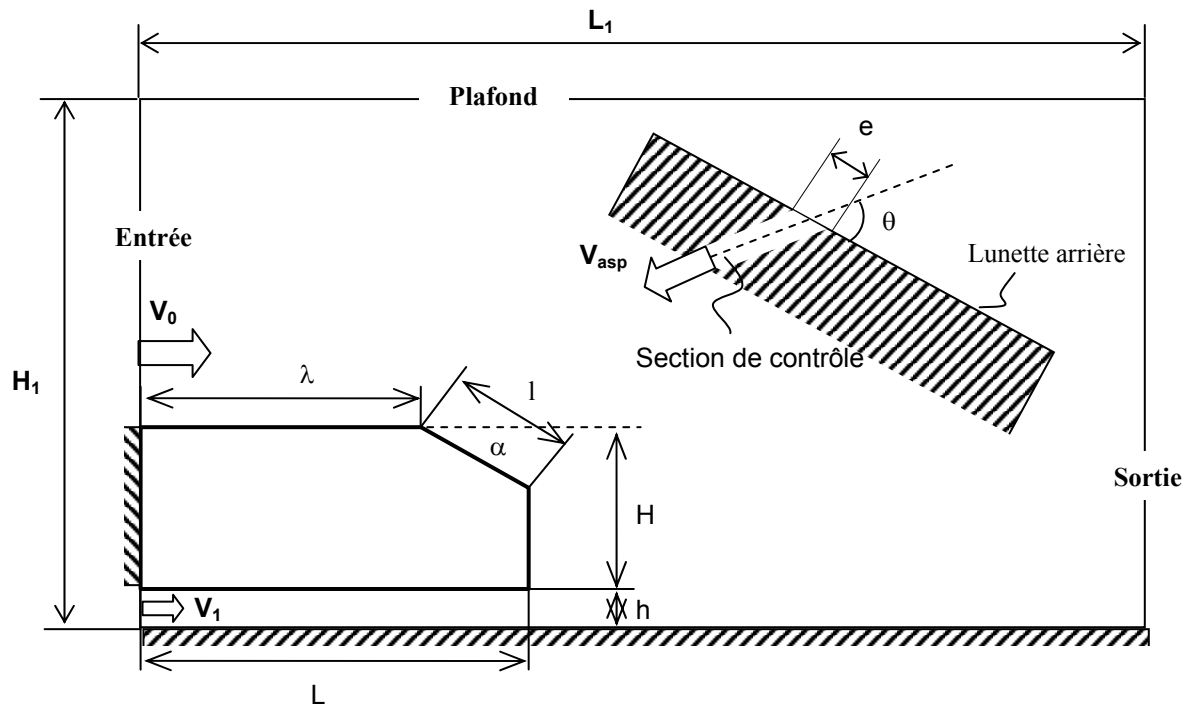


Figure 3.8- Géométrie utilisée pour la simulation numérique 2D, culot inclinée.

Le maillage volumique est cartésien et régulier. La résolution la plus fine est localisée au niveau de la rupture de pente (bloc 1 Figure 3.10), sur le haut de la lunette arrière, et au niveau de la section de contrôle. La résolution est de $\delta_1=0,18.10^{-3}$ m, ce qui permet de placer 6 points de calculs sur la largeur $e=10^{-3}$ m d'une fente, et de représenter même grossièrement les gradients de vitesse. En dehors de ces zones raffinées, et au voisinage de la géométrie, la résolution est de $\delta_2=0,36.10^{-3}$ m (bloc 2 Figure 3.9). Le maillage est ensuite relâché progressivement et le maillage global est finalement constitué de 770000 points de calcul dont 480000 localisés au voisinage immédiat de la géométrie à analyser. La simulation est instationnaire et les critères CFL imposent un pas de temps de $0,9.10^{-6}$ s. L'écoulement est alors simulé sur 890 000 itérations, soit un temps physique de 0,8 s.

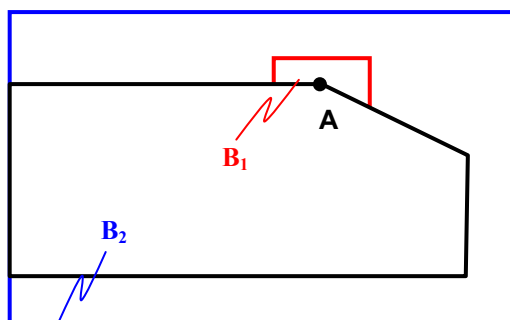


Figure 3.9- Définition du maillage par bloc autour de la géométrie

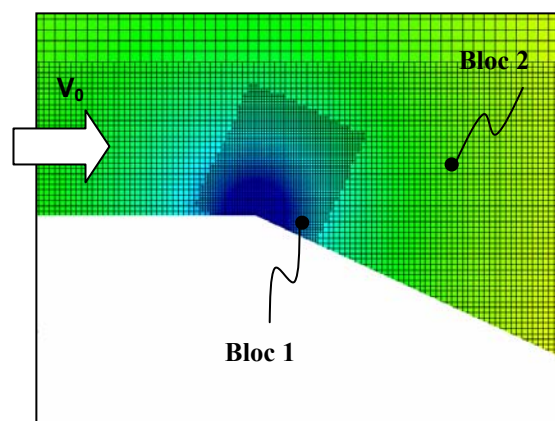


Figure 3.10- Représentation du maillage au niveau de l'arête haute de la lunette arrière (seule une maille sur 4 est représentée), superposée à la distribution de pression.

1.2- Etude paramétrique

Les paramètres de contrôle à optimiser sont la position et la largeur e de la section de contrôle, le module V_{asp} de la vitesse d'aspiration et son inclinaison θ par rapport à la surface de la géométrie (Figure 3.8). Chacun de ces paramètres est étudié indépendamment des autres dans cette partie, et l'efficacité des différentes configurations de contrôle est analysées à partir du coefficient de traînée aérodynamique (voir relation 2.2 et 2.3, chap. 2.1 § 2). Les cartographies de perte de pression totale et statique dans le sillage, relevées en moyenne sur 0,8 s de simulation, permettent de compléter ces résultats.

Le premier paramètre testé est la position de la section de contrôle sur la géométrie. Cette position détermine en effet le type de mécanisme mis en jeu, selon la Figure 3.7 : si la section de contrôle est positionnée sur le haut de la lunette arrière ou sur la fin du pavillon, l'objectif est de repousser la ligne de séparation, ou d'éliminer la zone décollée de lunette arrière. Si elle est placée sur le bas de la lunette arrière, la dépression créée par l'aspiration peut guider l'écoulement et recoller la couche limite.

1.2.1- Influence de la position de la fente

La largeur de la fente d'aspiration est fixée à $e=10^{-3}$ m et la direction de l'aspiration est perpendiculaire à la paroi. L'analyse s'effectue à partir de dix positions réparties en trois groupes de positions adjacentes espacées de $d=10^{-2}$ m. Un premier groupe situé en fin de pavillon, au voisinage de l'arête repérée par le point A (positions 1, 2 et 3 Figure 3.11 (a)), et un second sur le haut de la lunette arrière (positions 4, 5, 6 et 7 Figure 3.11 (b)) permettent de tester la solution 1 (Figure 3.7). Un troisième groupe, situé sur le bas de la lunette arrière, au voisinage du point B qui marque le haut du culot (positions 8, 9 et 10 Figure 3.11 (c)), permet de tester la solution 2 (Figure 3.7).

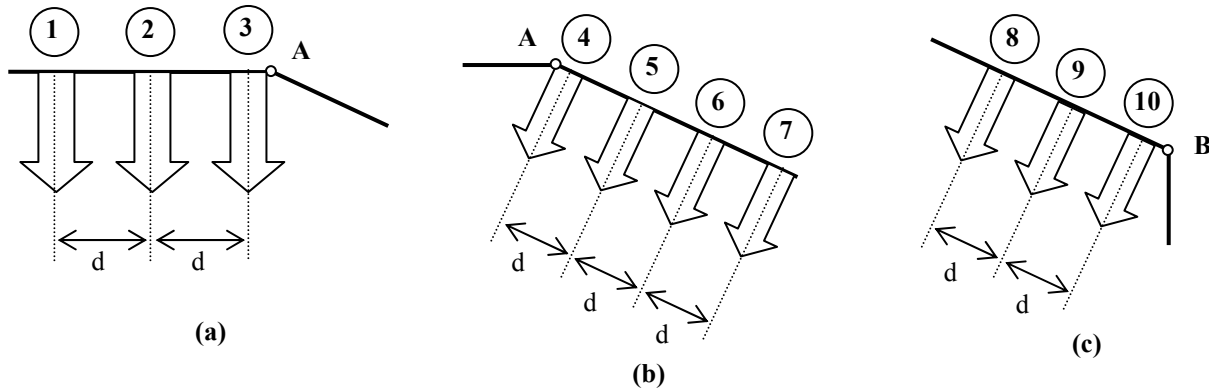


Figure 3.11- Positionnement des fentes d'aspiration sur la géométrie (a) sur la fin du pavillon, (b) sur le haut de la lunette arrière, (c) sur le bas de la lunette arrière.

Pour une aspiration sur le pavillon, la réduction de traînée maximale s'obtient lorsque l'aspiration s'effectue au niveau de l'arête de lunette arrière, position 3 (Figure 3.12). Pour cette position la réduction de traînée aérodynamique atteint 30% mais l'efficacité du contrôle diminue rapidement lorsque l'aspiration remonte vers l'amont. La traînée aérodynamique augmente ainsi de 10% lorsque l'aspiration s'effectue au niveau de la position 1.

Les résultats obtenus pour des fentes situées sur le haut de la lunette arrière (Figure 3.12) apparaissent plus robustes. La traînée aérodynamique diminue de 30% pour une aspiration localisée sur le haut de la lunette arrière. Cette valeur est identique au maximum de traînée relevée en fin de pavillon pour une orientation différente. Cette réduction de traînée

diminue mais évolue peu lorsque la position de la fente d'aspiration se déplace vers le bas de la lunette arrière. La traînée aérodynamique diminue de 30% à 25% entre la position 4 et la position 7 (Figure 3.12).

Enfin, lorsque l'aspiration est positionnée sur la partie basse de la lunette arrière, la traînée aérodynamique augmente (+10% à 15% pour les positions 8, 9 et 10).

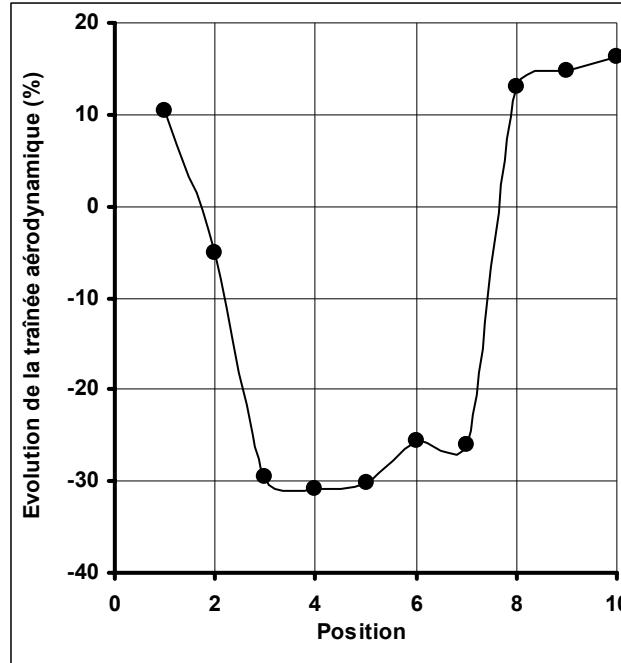


Figure 3.12- Réduction de traînée associée à chacune des positions définies

Les résultats précédents sont analysés à partir des cartographies moyennées de perte de pression totale et de perte de pression statique, relevées dans le sillage et reportées respectivement Figure 3.13 et Figure 3.14. Les coefficients de perte de pression totale et statique sont respectivement donnés par :

$$C_{pi} = 2 \cdot \frac{P_{io} - P_i}{\rho V_0^2} \quad (3.34)$$

$$C_p = 2 \cdot \frac{P - P_0}{\rho V_0^2} \quad (3.35)$$

avec ρ la masse volumique du fluide considéré ($1,225 \text{ kg.L}^{-1}$), V_0 la vitesse de l'écoulement infini amont (40 m.s^{-1}), P_{i0} la pression totale de référence (102305 Pa) et P_0 la pression de référence (101325 Pa)

En l'absence de contrôle, la zone décollée est définie par une région où les pertes de pression totale sont importantes, sur la lunette arrière et dans le sillage ($C_{pi} > 1$ Figure 3.13). Les pressions statiques sont également élevées sur la lunette arrière ($C_p \sim 0,15$ au voisinage de la paroi Figure 3.14), mais faibles au niveau du culot ($C_p \sim 0,45$ Figure 3.14). Les pertes énergétiques associées à la traînée de pression contribuent significativement au développement de la traînée aérodynamique totale. Lorsque l'aspiration s'effectue au voisinage de l'arête haute de la lunette arrière (position 4 et 7, ou position 3), les cartographies de pression totale indiquent que la zone décollée disparaît ; le décollement est repoussé vers le bas de la lunette arrière, ce qui se traduit par une réduction significative de la section de sillage (Figure 3.13). Les cartographies de pression statique associée indiquent également que l'aspiration crée localement, sur le haut

de la lunette arrière, une zone de dépression importante (Figure 3.14). Cette dépression permet de recoller la couche limite sur la paroi. La pression pariétale, sur le bas de la lunette arrière et sur le culot, a alors tendance à augmenter de façon significative ($C_p \sim 0$ Figure 3.14). La traînée de pression globale diminue et ces positions correspondent à des gains en traînée importants (de l'ordre de 30% sur la Figure 3.12).

Au contraire, pour les positions 1 et 9, l'aspiration n'a pas d'influence visible sur les cartographies de perte de pression totale (Figure 3.13). L'aspiration induit une réduction des pressions statiques sur la partie arrière de la géométrie (notamment au niveau du culot Figure 3.14) sans pour autant recoller l'écoulement. La traînée de pression augmente, ce qui se traduit par une augmentation de la traînée aérodynamique totale de 10 à 15% (Figure 3.12).

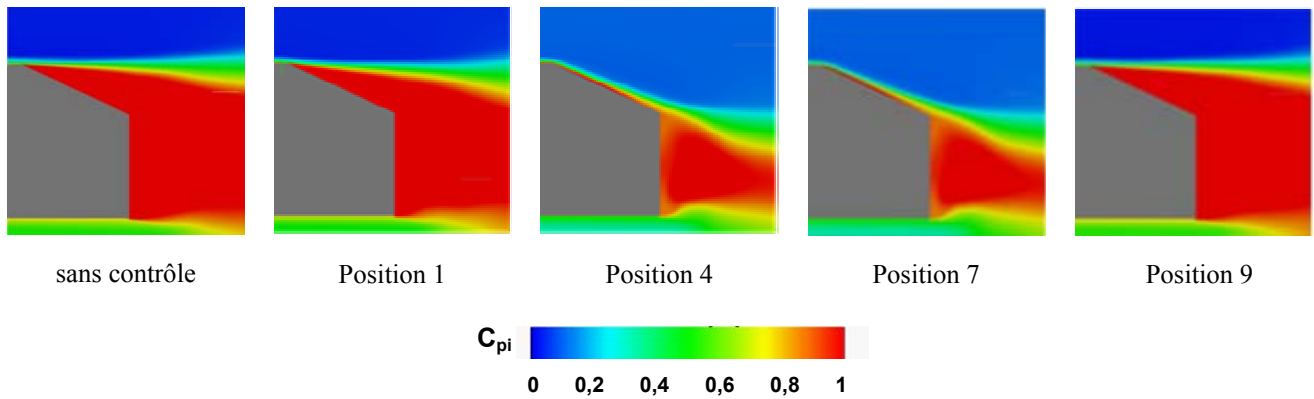


Figure 3.13- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes positions de l'aspiration

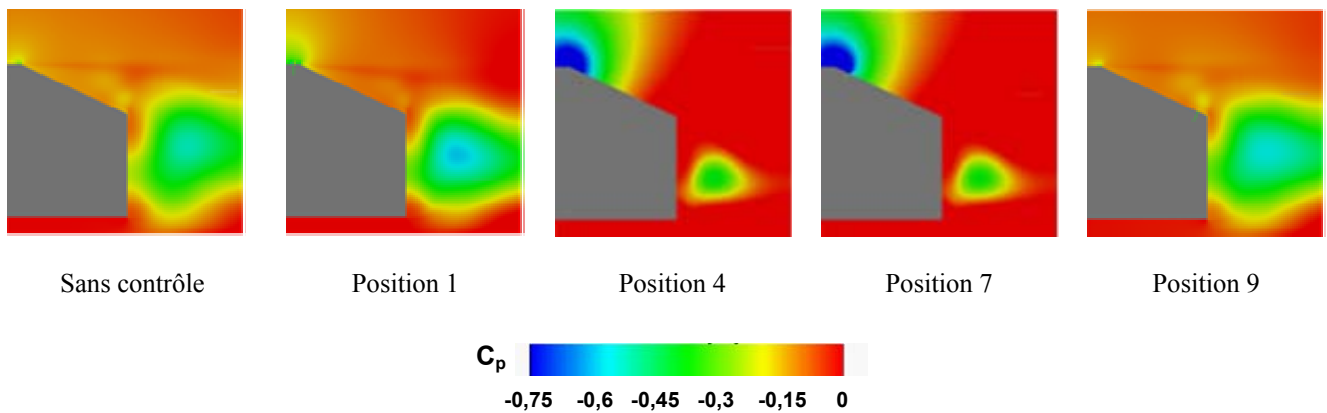


Figure 3.14- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes positions de l'aspiration

Les résultats de cette première analyse indiquent donc que l'aspiration doit être positionnée sur le haut de la lunette arrière, soit au niveau de la ligne de décollement naturel, et préférentiellement en aval de celle-ci (les résultats sont alors relativement robuste jusqu'à 3.10^{-2} m de l'arête, Figure 3.12). Les positions associées à la solution 2 (Figure 3.7) ne permettent pas d'obtenir de résultats satisfaisants. Il est cependant possible que cette solution ne fonctionne que pour des vitesses d'aspiration nettement plus importante, comme le suggère l'étude de Tensi *et al.* [Ten99]. La solution 1 semble la plus adaptée, et la position 4, correspondant à une fente située sur le haut de la lunette arrière, tangente à l'arête, est retenue dans la suite du document.

1.2.2- Influence de la vitesse d'aspiration

Le second paramètre de contrôle étudié est le module de la vitesse d'aspiration. La section d'aspiration est située sur le haut de la lunette arrière (position 4 Figure 3.11) et la largeur de la fente est fixée à $e=10^{-3}$ m. L'aspiration s'effectue perpendiculairement à la paroi et les rapports de vitesses $\eta = V_{asp} / V_0$ varient entre 0 et 1,5.

Les résultats reportés Figure 3.15 indiquent l'existence d'un plateau pour $\eta < 0,3$ où les gains de traînée aérodynamique sont nuls. Le contrôle est inefficace pour cette gamme de vitesse d'aspiration. Au-delà de cette valeur, l'évolution est rapide et les gains de traînée deviennent significatifs pour $\eta=0,6$ avec 30% de réduction. Par la suite, pour des vitesses d'aspiration supérieures, les gains de traînée restent sensiblement similaires. La réduction de traînée ne dépasse en effet pas 3% lorsque le rapport de vitesse η augmente de 0.6 à 1.5 (Figure 3.15). La valeur 0.6 représente alors un optimum pour le rapport de vitesse η .

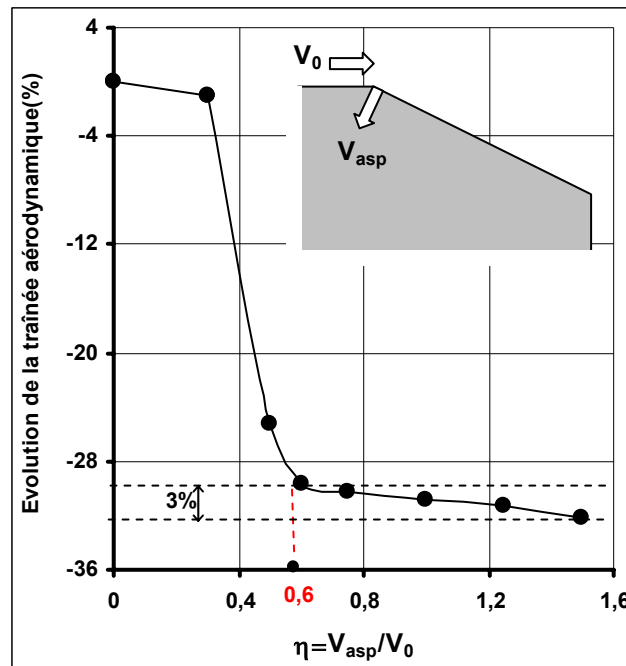


Figure 3.15- Evolution des gains en traînée en fonction de la vitesse d'aspiration

Les cartographies de pertes de pression totale statique associées à ces résultats sont données Figure 3.16 et Figure 3.17. Pour $\eta=0,3$, l'aspiration permet de limiter l'épaississement de la zone décollée (Figure 3.16), en induisant une dépression sur le haut de la lunette arrière (Figure 3.17). Cependant, la dépression induite est insuffisante pour recoller l'écoulement. La légère augmentation de la pression statique sur la lunette arrière, associée au fait que la couche limite est plus mince, est compensée par la dépression induite localement au niveau de l'aspiration. Les gains de traînée sont nuls en moyenne. Pour $\eta=0,6$, au contraire, l'écoulement est totalement recollé sur la lunette arrière (Figure 3.16); la zone décollée, siège d'importantes pertes énergétiques, disparaît et les pressions statiques augmentent significativement sur la lunette arrière et le culot. Cette augmentation explique les réductions de traînée observées Figure 3.15. L'écoulement étant complètement recollé pour $\eta=0,6$, l'augmentation de la vitesse d'aspiration en module est inutile, ce que confirment les cartographies de perte de pression totale et statique pour $\eta=1,5$ (Figure 3.16 et Figure 3.17).

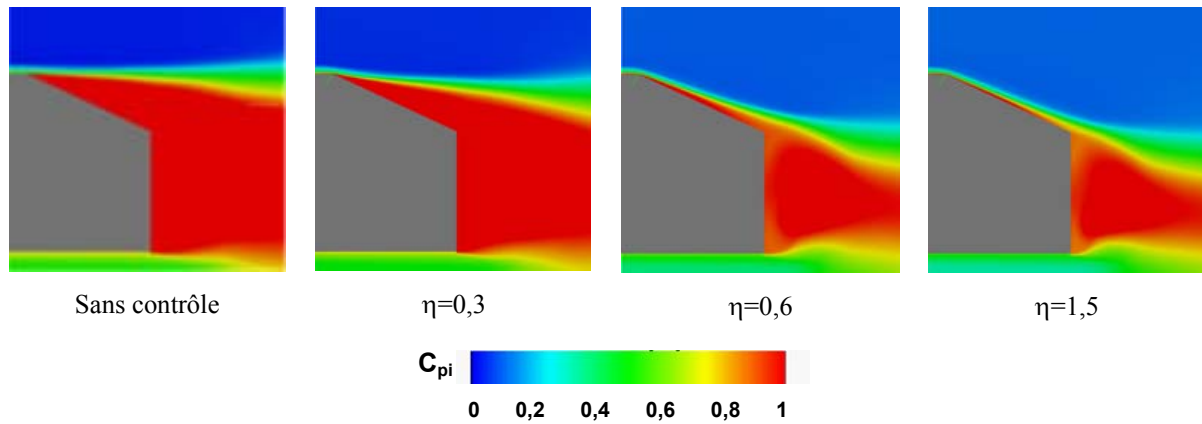


Figure 3.16- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes vitesses d'aspiration

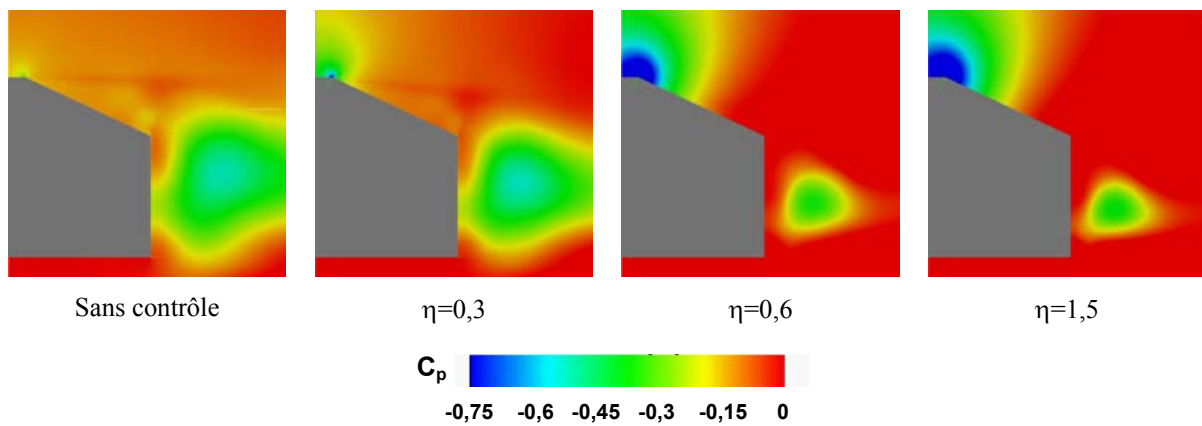


Figure 3.17- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes vitesses d'aspiration

Afin d'optimiser le rapport entre la puissance économisée, du fait de la réduction de traînée, et la puissance nécessaire à la mise en place de l'aspiration, la vitesse retenue dans la suite du document est de $V_{asp}=0,6 V_0$, ce qui correspond pour cette simulation à une vitesse d'aspiration de 24 m.s^{-1} .

1.2.3- Influence de la largeur de la fente

L'influence du débit d'aspiration (à iso vitesse) est analysée dans ce paragraphe en faisant varier la largeur de la fente de $e=0,5.10^{-3} \text{ m}$ à $e=1,5.10^{-3} \text{ m}$. Le rapport de vitesse η est égal à 0,6 et l'aspiration s'effectue sur le haut de la lunette arrière en position 4 (Figure 3.11), perpendiculairement à la paroi.

Les résultats reportés Figure 3.18 indiquent que l'influence de la largeur de la fente est négligeable. Les gains de traînée restent compris entre 28 % et 30 % lorsque la largeur de la fente évolue de $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ à $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, avec un maximum de 30% obtenu pour $e=10^{-3} \text{ m}$.

L'efficacité du contrôle semble donc directement pilotée par le rapport de vitesse η . Les réductions de traînée obtenues pour différents débits d'aspiration Q_v , en fixant soit la vitesse d'aspiration, soit la largeur de la fente d'aspiration, confirment le rôle prépondérant de la vitesse d'aspiration dans l'efficacité du contrôle (Figure 3.19). L'écart entre les deux évolutions diminue avec l'accroissement du débit jusqu'à la valeur de débit Q_v^* . L'évolution relevée pour

une vitesse d'aspiration constante ($\eta=0,6$) montre la possibilité d'obtenir de forte réduction (supérieure à 25 %) avec de faible débit. Ce résultat peut s'avérer particulièrement intéressant d'un point de vue énergétique.

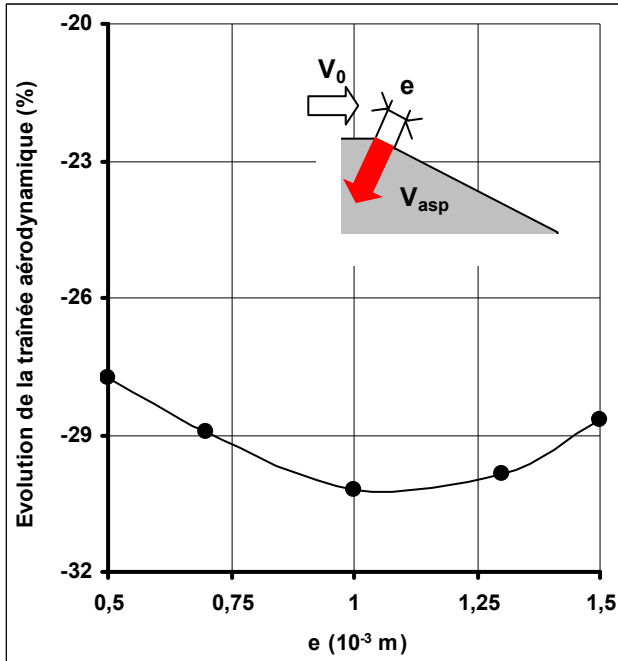


Figure 3.18- Evolution des gains de traînée avec l'épaisseur de la fente d'aspiration

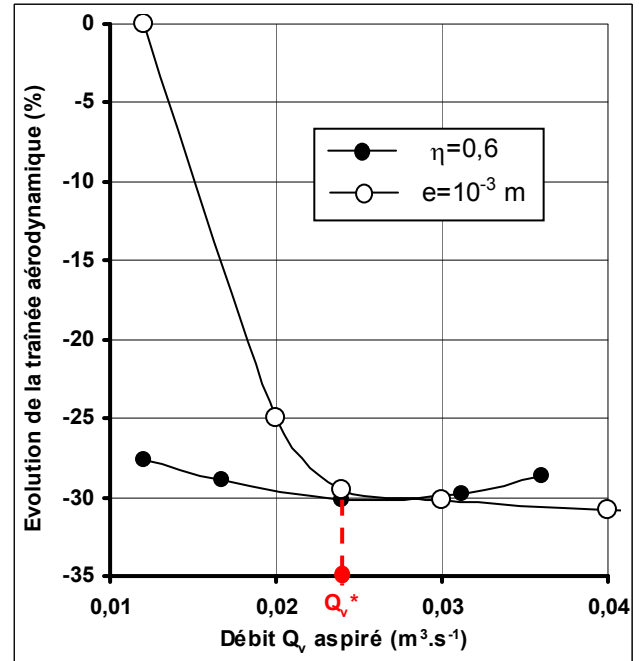


Figure 3.19- Evolution des gains de traînée en fonction du débit aspiré, à isovitesse $\eta=0,6$ (triangle plein) ou à iso épaisseur $e=10^{-3}$ m (triangles vides)

Les résultats précédents sont exprimés en fonction du coefficient de quantité de mouvement donné par Poisson-Quinton [Poi95] :

$$C_\mu = \frac{V_{asp}(\rho e V_{asp})}{\frac{1}{2} \rho H V_o^2} \quad (3.36)$$

où H désigne la hauteur de la géométrie. Pour le rapport de vitesse $\eta=0,6$ et la largeur $e=10^{-3}$ m, le coefficient de débit est égal à $C_\mu=2,5.10^{-3}$, soit 0,25%. Cette valeur apparaît 10 fois plus faible que les valeurs généralement rencontrées en aéronautique, de l'ordre de 2% à 5% [Poi95].

Dans la suite du document, la largeur de la fente est fixée à $e=10^{-3}$ m, conformément aux résultats obtenus Figure 3.18.

1.2.4- Influence de l'inclinaison

L'influence de l'inclinaison θ de la vitesse d'aspiration par rapport à la surface de la lunette arrière (Figure 3.8) est le dernier paramètre de contrôle. Les simulations sont effectuées pour des inclinaisons comprises entre $\theta=10^\circ$ et $\theta=145^\circ$.

Les résultats reportés Figure 3.20 indiquent que la performance du contrôle est très sensible à l'inclinaison de la vitesse d'aspiration. La réduction maximale est obtenue pour $\theta=90^\circ$ (aspiration normale à la surface de la lunette arrière), avec 30% de réduction de traînée (Figure 3.20). Les résultats se dégradent rapidement en s'éloignant de cette valeur. Pour $\theta=10^\circ$, c'est-à-dire une aspiration tangentielle, dans le sens de l'écoulement principal, la traînée a tendance à

augmenter (+8% Figure 3.20). Les cartographies de perte de pression totale et statique, donnée Figure 3.21 et Figure 3.22, sont sensiblement identiques à celles obtenues sans contrôle. L'augmentation de la traînée est alors directement liée à la dépression créée localement par l'aspiration sur le haut de la lunette arrière, qui dégrade la traînée de pression mais reste insuffisante pour recoller les filets fluides sur la lunette arrière.

De même, pour $\theta=145^\circ$, les résultats indiquent une augmentation de près de 50% de la traînée (Figure 3.20). Dans ce cas, en effet, la vitesse d'aspiration est opposée à l'écoulement principal et engendre une zone de cisaillement importante. L'accroissement des pertes d'énergie volumique dans cette zone de cisaillement peut alors expliquer cette brusque augmentation de la traînée. Les cartographies de perte de pression statique indiquent de plus une réduction brutale de la distribution de pression statique sur le culot (Figure 3.22). La traînée de pression augmente alors de façon significative.

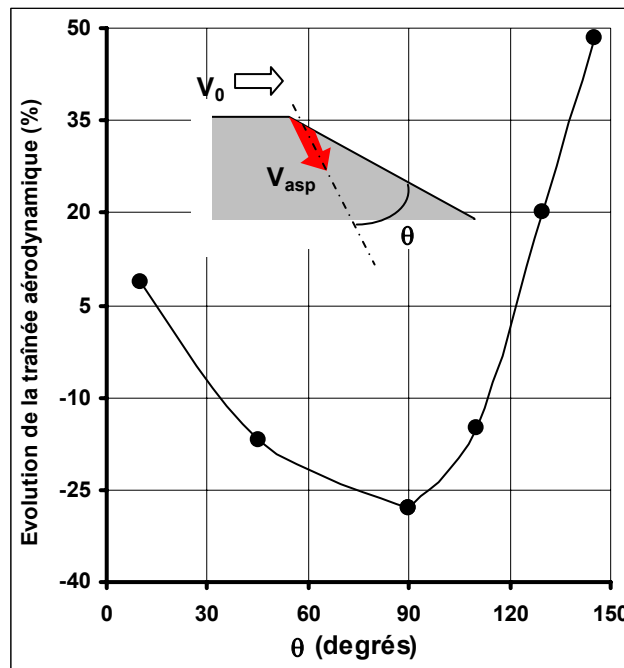


Figure 3.20- Evolution des gains en traînée en fonction de l'inclinaison

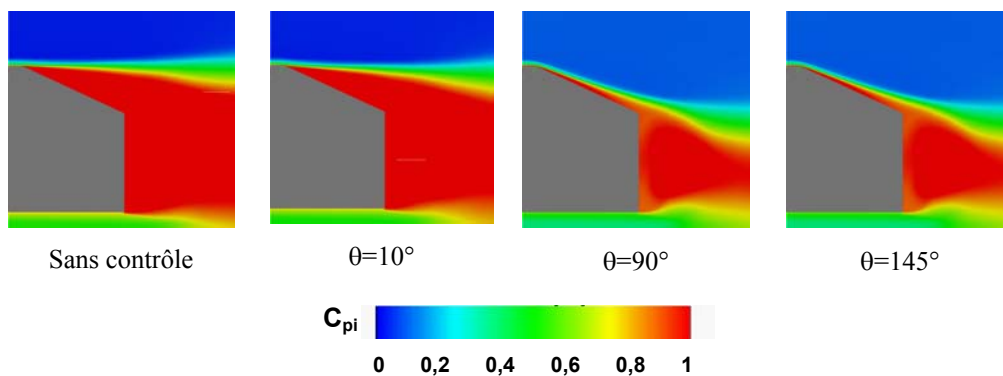


Figure 3.21- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes inclinaisons de la vitesse d'aspiration

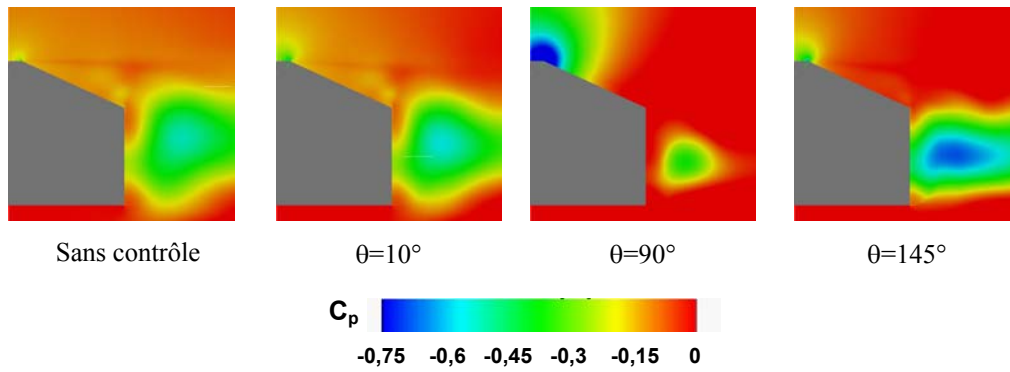


Figure 3.22- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes inclinaisons de la vitesse d'aspiration

L'analyse numérique présentée ici permet ainsi de déterminer l'influence des différents paramètres de contrôle sur l'efficacité de l'aspiration. Les réductions de traînée maximales sont obtenues à l'aide d'une fente d'aspiration localisée sur le haut de la lunette arrière, tangente à l'arête séparant la lunette arrière et le pavillon. L'air est aspiré normalement à la paroi, à travers une fente de $e=10^{-3}$ m d'épaisseur, à une vitesse correspondant à 0,6 fois la vitesse de référence. Cette configuration permet d'obtenir un gain significatif dans la traînée aérodynamique (de l'ordre de 30 %). Les performances se dégradent nécessairement en 3D, du fait de la présence de structures tourbillonnaires longitudinales très énergétiques, mais les résultats présentés ici constituent néanmoins une base de travail intéressante pour la recherche de solutions tridimensionnelles. A ce titre, la topologie de l'écoulement de sillage est analysée plus précisément dans la suite du document de façon à identifier les mécanismes du contrôle et les origines de la réduction de traînée.

1.3- Compréhension des mécanismes

Les résultats sont analysés à partir des champs moyens et instantanés de pression totale et statique, et de vorticité, définie en 2D par la relation :

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \quad (3.37)$$

Les résultats obtenus sans contrôle et avec la solution de contrôle la plus performante sont systématiquement comparés. Conformément aux résultats de la section 1.2, la solution de contrôle retenue dans cette partie consiste en une fente situ e sur le haut de la lunette arrière (position 4), de largeur $e=10^{-3}$ m, permettant une aspiration à $V_{asp}=0,6V_0$ normale à la surface de la lunette arrière.

1.3.1- Caractérisation de l'écoulement en moyenne.

La topologie de l'écoulement à l'arrière du véhicule est caract ris e par la cartographie des lignes de courant relev es en moyenne sur 0,8 s de simulation, sans contrôle (Figure 3.23.a) et avec la solution de contrôle.

En l'absence d'aspiration, l'écoulement décolle sur l'arête haute de la lunette arrière (Point S Figure 3.23.a). La zone décollée est ouverte sur le sillage. Deux vortex contrarotatifs se développent respectivement sur le haut de la lunette arrière (T_1 sur la Figure 3.23.a), alimenté par le fluide provenant du pavillon, et sur le bas du culot (T_2 sur la Figure 3.23.a), alimenté par l'écoulement de soubassement. L'existence de ces deux vortex définit un point d'attachement N sur le haut du culot (en moyenne). Un vortex indirect secondaire (T_3 sur la Figure 3.23.a) issu de la recirculation du fluide sur le culot se développe sur le bas de la lunette arrière. Les deux vortex principaux se détachent

successivement (voir § 1.3.2) puis sont advectés vers l'aval par l'écoulement principal où ils sont ensuite dissipés par effet de petites échelles (diffusion et turbulence).

Lorsque l'aspiration est appliquée, les filets fluides restent plaqués sur la paroi de la lunette arrière (Figure 3.23.b) et le décollement est repoussé vers le bas de la lunette arrière (Point S Figure 3.23.b). La zone décollée et le vortex secondaire T_3 (Figure 3.23.a) disparaissent et le développement des deux vortex contrarotatifs principaux (T_1 et T_2 Figure 3.23.b) est limité à la hauteur du culot. L'augmentation de la vitesse en proche paroi sur le bas de la lunette arrière entraîne un nouvel équilibre entre les structures T_1 et T_2 (Figure 3.23.b). Le point d'attachement N se déplace en moyenne vers le milieu du culot (Figure 3.23.b) : il est situé en $y/H=0,6$ sans contrôle contre $y/H=0,4$ lorsque l'aspiration est appliquée.

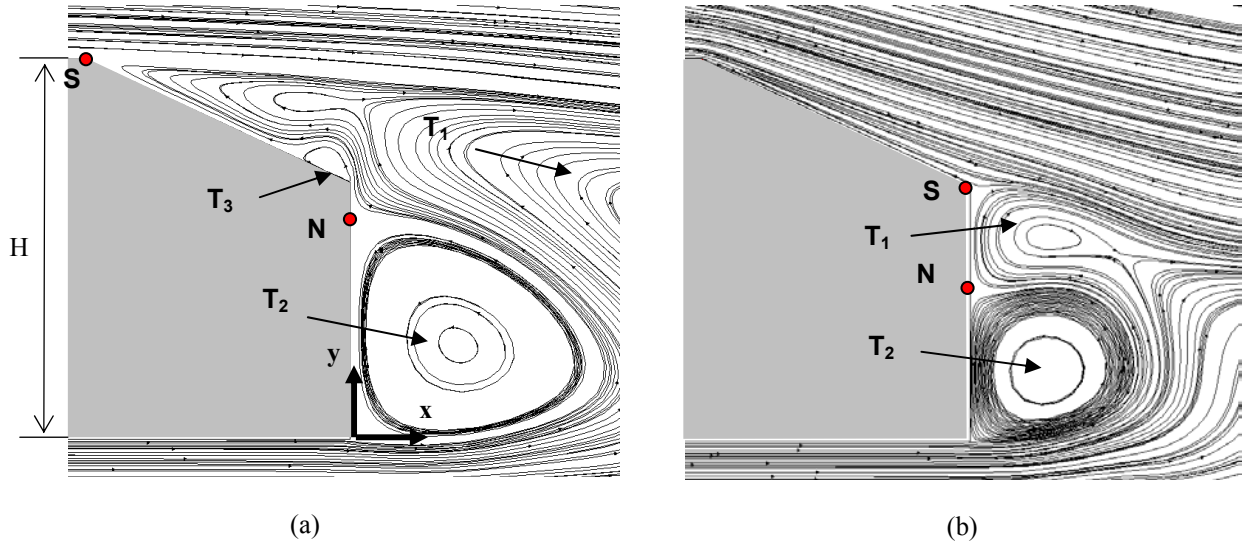


Figure 3.23- Cartographies des lignes de courant dans le sillage relevées en moyenne : (a) sans contrôle (b) avec contrôle

La suppression de la zone décollée mise en évidence sur la Figure 3.23.b se traduit dans le sillage par une modification des distributions de pression totale. En particulier, les profils de coefficient de perte de pression totale, relevés dans un plan transversal situé à l'abscisse réduite $x/H=0,35$ (avec x défini Figure 3.23.a), mettent en évidence une réduction de la section transversale S de sillage (Figure 3.24) : la section transversale de sillage obtenue sans contrôle est de $S_{SC}=1,1H$ contre $S_{AC}=0,8H$. De même, en supprimant les pertes énergétiques associées à la zone décollée, l'aspiration permet de limiter les pertes de pression totale dans le sillage : la valeur du coefficient de perte de pression totale, moyennée sur les profils présentés Figure 3.24, est de $C_{pimoy}=0,96$ sans contrôle contre $C_{pimoy}=0,6$ avec contrôle. Conformément à la relation (2.4) (Chap. 2.1 § 2), ces réductions s'accompagnent d'une réduction de traînée de l'ordre de 30 % mise en évidence Figure 3.15.

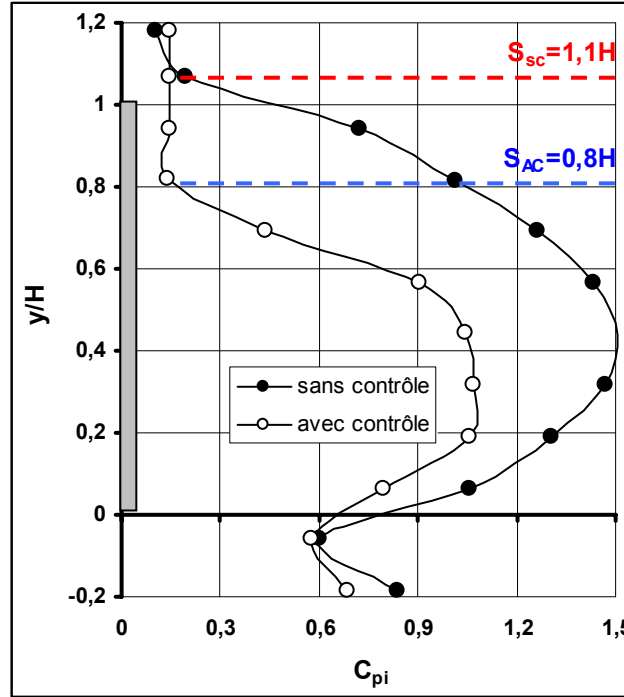


Figure 3.24- Détermination de la section de sillage, dans un plan transversal situé à 10^{-1} m du culot

Les modifications identifiées dans le sillage en terme de perte de pression totale sont analysées au voisinage de la paroi de la géométrie à l'aide des répartitions du coefficient de perte de pression statique sur la lunette arrière (Figure 3.25.a) et sur le culot (Figure 3.25.b).

Les résultats reportés Figure 3.25.a indiquent l'existence d'un plateau de C_p (avec $C_p = -0,18$) sur la lunette arrière, pour le cas sans contrôle. Ce plateau traduit de façon classique la présence de la zone décollée sur la lunette arrière. L'aspiration induit alors localement une dépression très importante sur le haut de la lunette arrière, avec $C_p = -3$ en $s/L = 0$ (Figure 3.25.a). Cette dépression redonne de la vitesse à l'écoulement en proche paroi et permet d'éviter le décollement du fluide. Les filets fluides restent collés sur toute la longueur de la lunette arrière et la pression statique augmente régulièrement le long de la lunette arrière par effet tuyère. La dépression induite par l'aspiration persiste cependant jusqu'à $s/L = 0,5$ et l'aspiration se traduit globalement par une augmentation des pertes de pression statique moyenne sur la lunette arrière : $C_{pmoy} = -0,19$ sans contrôle contre $C_{pmoy} = -0,46$ avec contrôle. La contribution F_{xp1} de la lunette arrière à la traînée de pression peut alors être évaluée à partir de la relation :

$$F_{xp1} = \left[\sum_{k=1}^N (P_k - P_0) \vec{n} S_k \right] \cdot \vec{x} \quad (3.38)$$

avec P_k la pression statique relevée sur la surface élémentaire S_k , N le nombre de point de mesure distribué sur la lunette arrière. Pour cette configuration 2D, la surface élémentaire S_i est caractérisée par le déplacement élémentaire L_i entre 2 points de mesure. La largeur est prise par défaut égale à 1 m. Les résultats reportés tableau 3.2 indiquent que l'aspiration augmente la contribution de la lunette arrière à la traînée de pression : $F_{xp1} = 15,6$ N sans contrôle contre $F_{xp1} = 20,6$ N. Ce résultat suggère que les réductions de traînée identifiées Figure 3.15 proviennent essentiellement d'une recompression de l'écoulement au culot, conformément aux cartographies présentées Figure 3.17.

La distribution de pression statique pariétale est alors également relevée sur le culot et donnée Figure 3.25.b. Les résultats montrent que l'aspiration modifie peu les pressions statiques pariétales sur le bas du culot ; elles sont

similaires, avec et sans contrôle, pour $y/H < 0,25$ (Figure 3.25.b). En revanche, l'aspiration entraîne une recompression importante sur le haut du culot : le coefficient de perte de pression statique relevé en $y/H = 0,6$ est de $C_p = -0,29$ sans contrôle contre $C_p = -0,01$ avec contrôle. En moyenne, la présence de l'aspiration sur le haut de la lunette arrière se traduit par une recompression de l'écoulement au niveau du culot : $C_{p\text{moy}} = -0,17$ sans contrôle contre $C_{p\text{moy}} = -0,06$ avec l'aspiration. La relation (3.38) permet alors d'évaluer la contribution F_{xp2} du culot à la traînée de pression, avec et sans contrôle. Les résultats reportés tableau 3.2 indiquent que la contribution du culot à la traînée de pression diminue en présence de l'aspiration : $F_{xp2} = 36$ N sans contrôle contre $F_{xp2} = 13,7$ N avec contrôle. Globalement, l'aspiration permet donc de réduire la traînée de pression totale : $F_{xp} = 51,6$ N sans contrôle contre $F_{xp} = 34,7$ N, soit une réduction de 33% cohérente avec les réductions présentées Figure 3.15. Ce résultat suggère que les réductions de traînée aérodynamique observées proviennent exclusivement de la traînée de pression au niveau du culot.

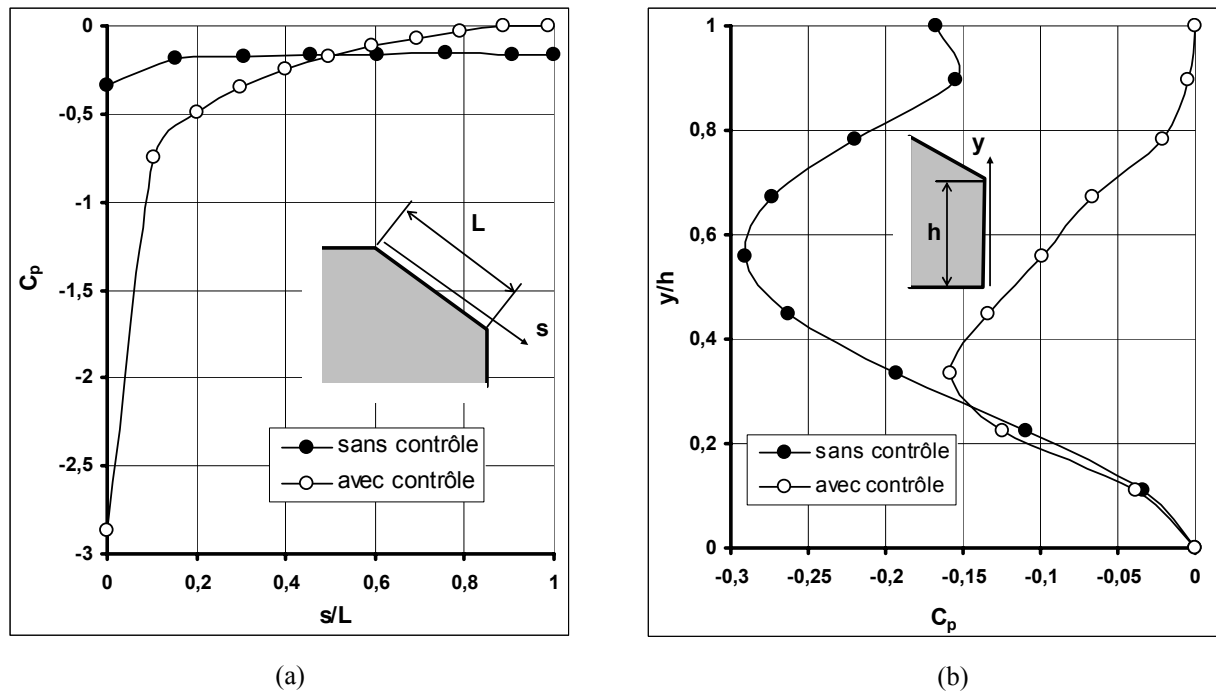


Figure 3.25- Répartition du coefficient de perte de pression statique pariétale (a) sur la lunette arrière (b) sur le culot.

	Sans contrôle	Avec contrôle
F_{xp1} (Lunette arrière)	15,6 N	20,6 N
F_{xp2} (Culot)	36 N	13,7 N
Total	51,6 N	34,7 N

Tableau 3.2 – Contribution de la lunette arrière et du culot à la traînée de pression, avec et sans contrôle

1.3.2- Caractérisation de l'écoulement instationnaire

Le caractère instationnaire de l'écoulement est abordé dans un premier temps à partir de l'évolution temporelle du coefficient de traînée, donnée Figure 3.26 avec et sans contrôle entre les temps $t = 0,45$ s et $t = 0,75$ s. L'évolution de la traînée est quasi périodique dans les 2 cas (avec et sans contrôle) et la courbe fait apparaître la réduction moyenne de traînée identifiée Figure 3.15 : la valeur moyenne du coefficient de traînée est de 0,218 sans contrôle contre 0,155 avec contrôle. Les résultats font également apparaître une réduction de l'amplitude du signal autour de cette valeur moyenne.

Ainsi, l'écart type du signal est réduit de moitié lorsque l'aspiration est activée : 0,12 sans contrôle contre 0,06 avec contrôle. Cette atténuation des amplitudes peut être intéressante pour le contrôle des phases transitoires de déplacement du véhicule, dans le cadre d'une étude de stabilité. La densité spectrale de puissance, obtenue sur 0,8 s du signal de traînée et reportée Figure 3.27, fait également apparaître un léger glissement des fréquences d'oscillation de la traînée lorsque l'aspiration est activée. Les fréquences sont données en nombre de Strouhal, défini par :

$$St = \frac{f.H}{V_0} \quad (3.39)$$

Avec f la fréquence du signal et H la hauteur de la géométrie.

Pour l'écoulement sans contrôle, l'oscillation du signal s'effectue autour de la valeur $St_1=0,126$ (Figure 3.27) qui correspond typiquement aux valeurs relevées dans la bibliographie pour un cylindre carré (voir tableau 3.3). Cette fréquence est alors associée au lâché des structures tourbillonnaires transversales dans le sillage, qui est discuté dans la suite du document. Lorsque l'aspiration est activée, la fréquence augmente légèrement avec une valeur $St_2=0,168$ (Figure 3.27). Les harmoniques $2St_2$ et $3St_2$ sont également plus développés dans le cas contrôlé.

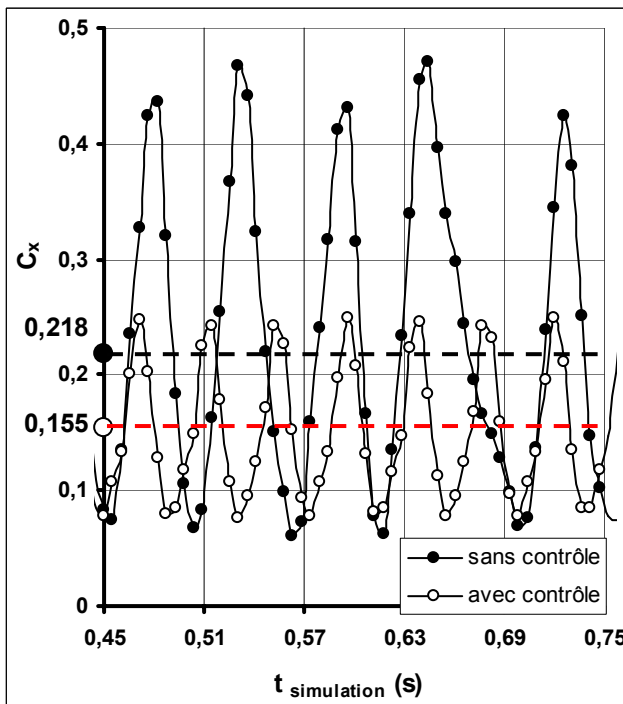


Figure 3.26- Evolution temporelle du coefficient de traînée avec et sans contrôle

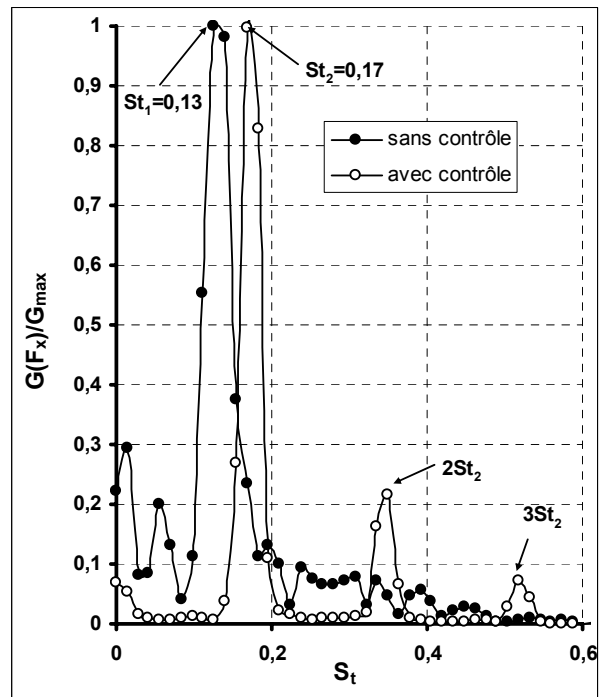


Figure 3.27- Evolution fréquentielle du signal de traînée obtenue avec et sans contrôle

Références	R_e	St
Lee <i>et al.</i> [Lee75]	176 000	0,126
Bearman <i>et al.</i> [Bea71]	50 000	0,123
Kato <i>et al.</i> [Kat93]	22 000	0,135
Durao <i>et al.</i> [Dur84]	14 000	0,139

Tableau 3.3 – Fréquence adimensionnée obtenue dans la présente étude et dans de précédentes études expérimentales sur cylindre carré

Afin de compléter ces résultats et d'analyser la dynamique de l'écoulement, l'évolution de la traînée est étudiée plus particulièrement sur une période d'oscillation donnée Figure 3.28, avec et sans contrôle. Les champs instantanés de vorticité ω_z associés sont relevés dans le sillage et donnés respectivement Figure 3.29 pour l'écoulement sans contrôle et Figure 3.31 pour l'écoulement contrôlé.

L'analyse porte dans un premier temps sur l'écoulement sans contrôle. Les cartographies de vorticité font apparaître une couche de cisaillement sur la lunette arrière (notée C_s Figure 3.29, pour $t=0,52$ s), due à la présence de la zone décollée. Le battement de cette couche de cisaillement mis en évidence sur les cartographies de vorticité (Figure 3.29) entraîne la formation d'une structure tourbillonnaire transversale notée T_h sur la Figure 3.29 (pour $t=0,52$ s). Cette structure se forme dans le sillage proche et n'est pas directement en contact avec le culot. Elle se détache périodiquement et est advectée dans le sillage où elle se dissipe par effet visqueux. La rotation de cette structure entraîne la formation sur le bas de la lunette arrière d'une structure secondaire contra rotative notée T_s sur la Figure 3.29 (pour $t=0,52$ s). Cette structure se forme en même temps que la structure T_h et se dissipe lorsque celle-ci se détache de la géométrie. De même, sur le bas du culot, le décollement du fluide provenant du soubassement entraîne la formation d'une structure tourbillonnaire transversale (T_b sur la Figure 3.29 pour $t=0,536$ s) dont la rotation est opposée à celle de la structure T_h . Cette structure occupe toute la hauteur du culot et se forme pendant la phase d'advection de la structure T_h . Cependant, si les 2 structures (T_h et T_b) sont alternativement formées au niveau du culot, seule la structure T_h est advectée dans le sillage. La structure T_b reste collée au culot où elle se dissipe par effet visqueux.

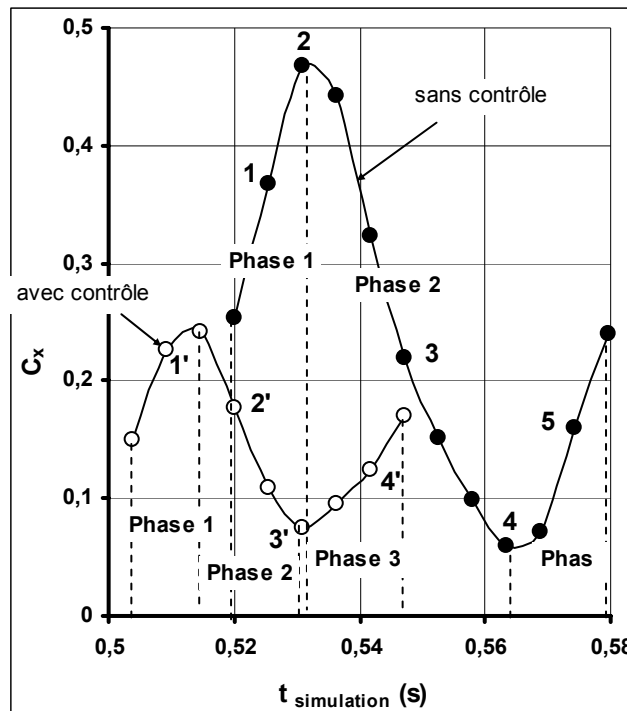


Figure 3.28- Oscillation de la traînée obtenue avec et sans contrôle sur une période

Ces résultats sont complétés par les champs moyens du coefficient de perte de pression statique relevés dans le sillage (Figure 3.30), pour différents temps définis Figure 3.28. Ils permettent d'identifier 3 phases dans l'évolution temporelle de la traînée (sur une période, Figure 3.28). La première phase correspond aux temps compris entre $t=0,52$ s et $t=0,536$ s, pendant laquelle la traînée est croissante. Durant cette phase, la structure basse T_b se forme en entraînant

localement des pertes de pression statique au niveau du culot ($C_p \sim -0,7$ sur la Figure 3.30, Point 1) Dans le même temps, la structure haute T_h est advectée dans le sillage et la structure secondaire T_s se dissipe sur le bas de la lunette arrière, entraînant une recompression de l'écoulement sur la lunette arrière ($C_p \sim -0,35$). Cette recompression ne compense cependant pas la dépression introduite sur le culot et la traînée de pression a tendance à augmenter (Figure 3.28). La valeur de la traînée atteint un maximum local pour $t=0,531s$. La dépression induite par la structure T_b occupe alors toute la surface du culot (Point 2, Figure 3.30). Dans la seconde phase, entre les temps $t=0,536s$ et $t=0,563s$, la structure basse T_b se dissipe, ce qui entraîne une remontée de pression statique au niveau du culot (Point 3, Figure 3.30). Simultanément, les structures T_h et T_s se forment au niveau de la couche de cisaillement et génèrent des pertes de pression statique au niveau de la lunette arrière (Point 3, Figure 3.30). Globalement, la traînée de pression diminue (Figure 3.28) et atteint un minimum local pour $t=0,563s$. La recompression est alors maximale au niveau du culot (Point 4, Figure 3.30). Enfin, dans la troisième phase (t compris entre $t=0,563s$ et $t=0,58s$), la structure T_b est dissipée, mais la présence des structures T_h et T_s basse entraîne une diminution des pression statique au niveau de la lunette arrière et sur le haut du culot (Point 5, Figure 3.30). La traînée a donc tendance à augmenter (Figure 3.28).

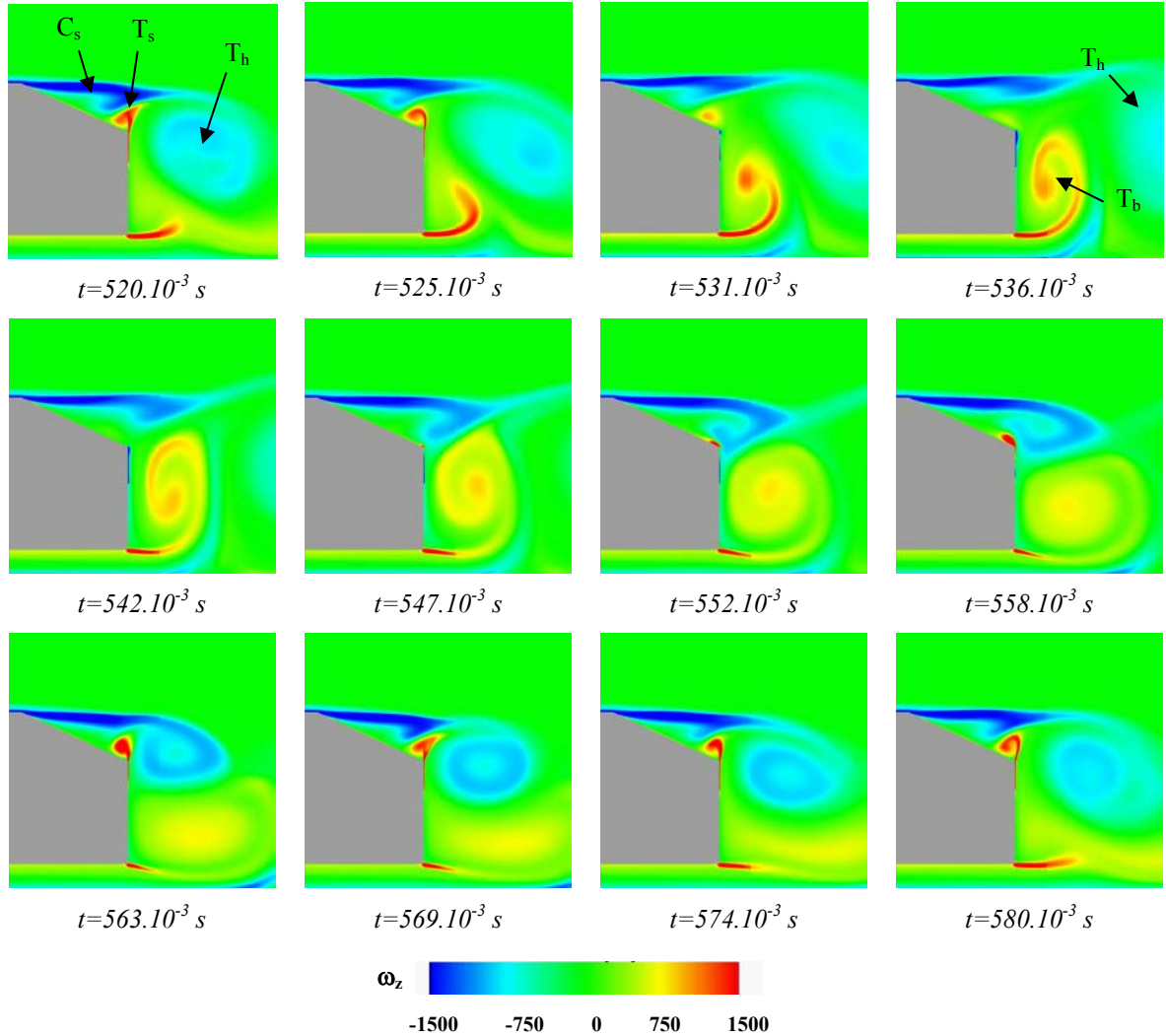


Figure 3.29- Champs instantanés de vorticit   relev  s dans le sillage, sans contr  le, pour diff  rents temps de simulation

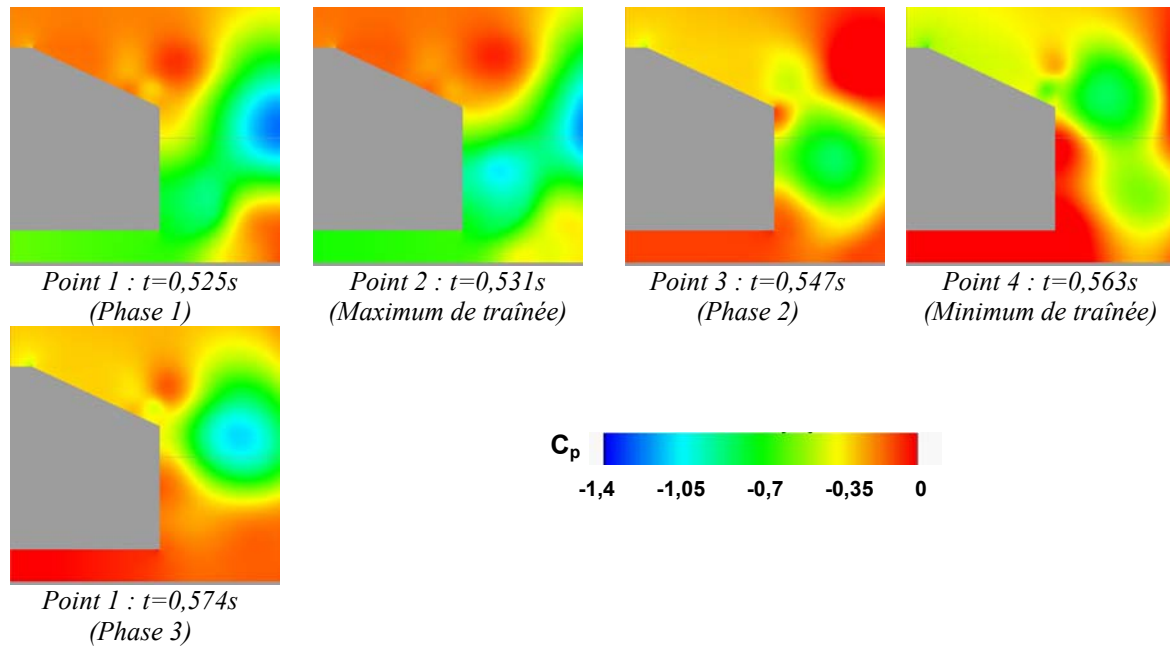


Figure 3.30- Champs instantanées du coefficient de perte de pression statique relevées sans contrôle dans le sillage aux temps définis Figure 3.28

Ces résultats suggèrent un échange énergétique entre l'écoulement dans la zone décollée, au niveau de la lunette arrière, et l'écoulement de sillage proche, au niveau du culot. Lorsque la pression statique augmente sur le culot, elle diminue sur la lunette arrière et vice versa. Cette interaction semble pilotée par le mouvement d'oscillation de la couche de cisaillement qui se traduit dans le sillage par le lâché quasi périodique de la structure T_h . La période de lâché correspond alors à la fréquence mise en évidence Figure 3.27 : $S_{t1}=0,126$.

Lorsque l'aspiration est appliquée, les résultats reportés Figure 3.27 et Figure 3.28 mettent en évidence une augmentation de la fréquence d'oscillation du signal de traînée. L'écoulement est en effet recollé sur la majeure partie de la lunette arrière et la couche de cisaillement se développe au voisinage de la paroi (Figure 3.31). Deux structures contrarotatives T_h et T_b se développent successivement sur le culot et sont successivement advectées dans le sillage, contrairement à ce qui a été observé dans le cas sans contrôle. De même, la structure T_s est éliminée. La limitation du développement des 2 structures tourbillonnaires à la hauteur du culot peut alors expliquer l'augmentation de la fréquence identifiée Figure 3.27.

Les champs instantanés du coefficient de perte de pression statique sont alors relevés pour les temps définis Figure 3.28. Trois phases peuvent également être identifiées sur la Figure 3.28, selon le sens de variation de la traînée. Dans la phase 1 ($0,504 s < t < 0,514 s$) et la phase 3 ($0,536 s < t < 0,547 s$), la traînée a tendance à croître. Ces phases correspondent en effet à des périodes pendant lesquelles les structures T_b ou T_h sont formées au niveau du culot où elles induisent des pertes de pression statique entraînant un accroissement de la traînée de pression (Point 1' et 4' sur la Figure 3.32). Au contraire, dans la seconde phase ($0,52s < t < 0,531s$), la structure T_b est détachée et s'éloigne de la paroi tandis que la structure T_h n'est toujours pas formée. L'écoulement a donc tendance à se recomprimer au niveau du culot (Point 2' et 3' Figure 3.32), ce qui entraîne une réduction de la traînée de pression.

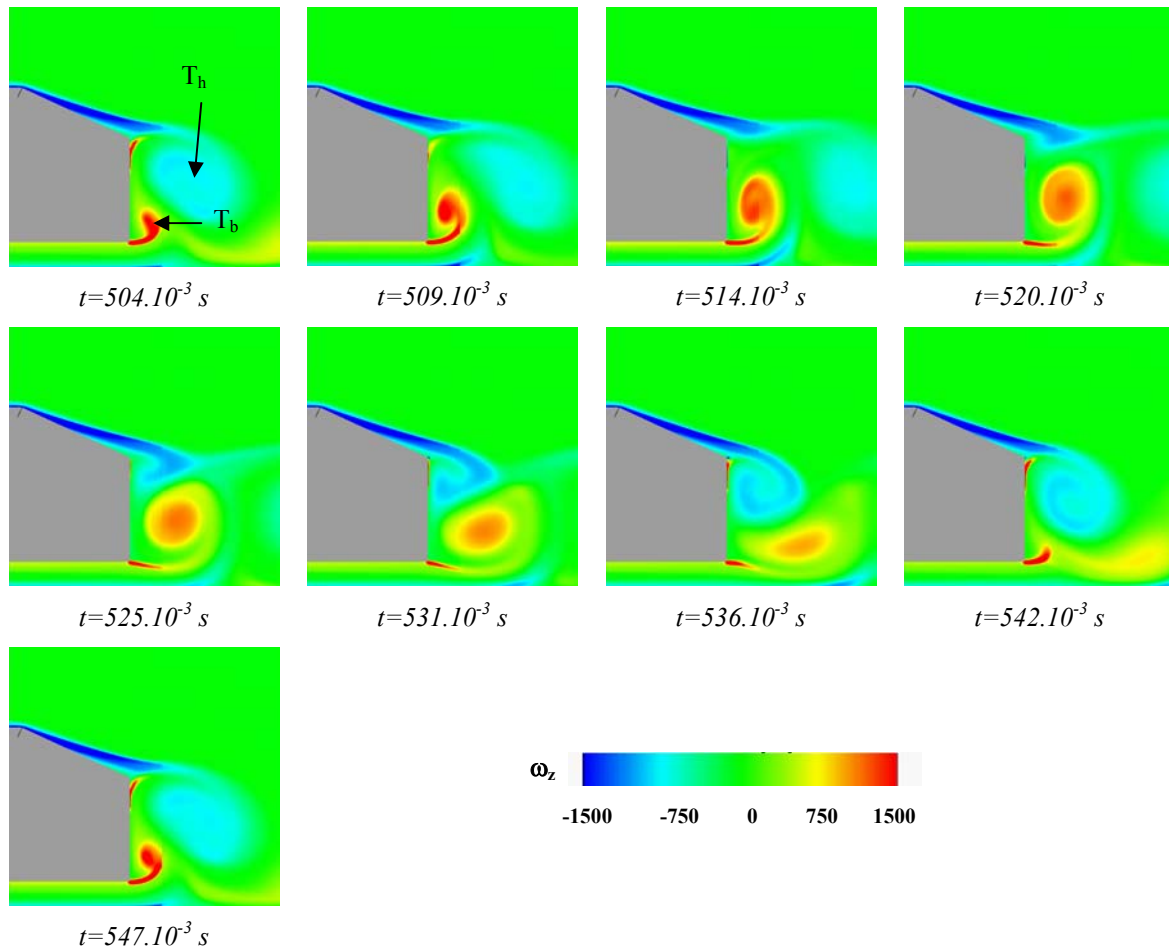


Figure 3.31- Champs instantanés de vorticit   relev  s dans le sillage, avec contr  le, pour diff  rents temps de simulation

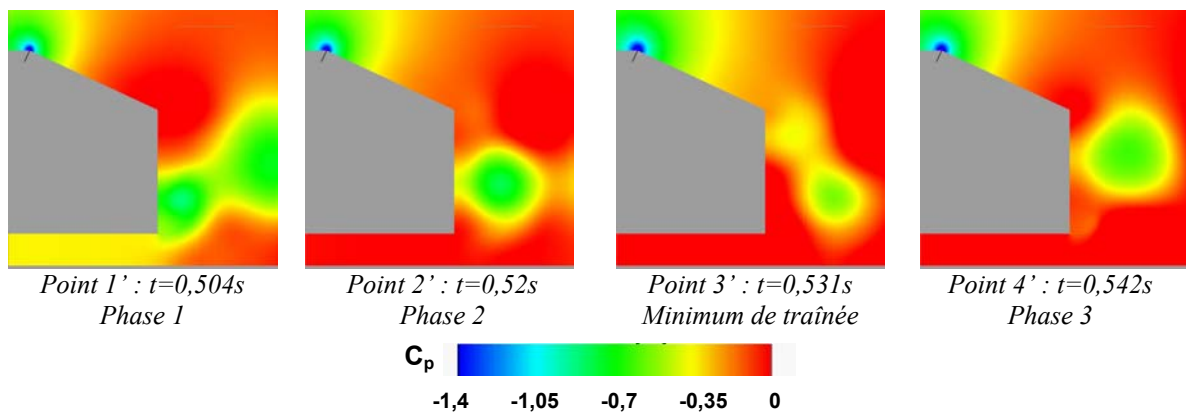


Figure 3.32- Champs instantanés du coefficient de perte de pression statique relevés avec contr  le dans le sillage aux temps d  finis Figure 3.28

L'analyse des champs instantan  s de vorticit   et de pression statique permet ainsi de mieux comprendre l'  volution temporelle de la traîné a  rodynamique. Dans le cas sans contr  le, l'oscillation de la traîné est directement piloté par le battement de la couche décollé de lunette arri  re qui entra  ne le d  veloppement et le lâ  ch   de la structure tourbillonnaire transversale haute T_h . La structure issue de l'  coulement de soubassement qui se forme sur le bas du culot se dissipe au niveau du culot et n'est pas advect  e dans le sillage. Lorsque le contr  le est appliqu  , la suppression

de la zone décollée limite le développement des structures tourbillonnaires à la hauteur du culot. Les 2 structures contra-rotatives sont alors successivement formées et advectées dans le sillage, et l'alternance des lâchés tourbillonnaire entraîne l'oscillation de la valeur de la traînée.

1.4- Conclusion

Cette étude préliminaire 2D permet de déterminer la performance du contrôle par aspiration sur une configuration de type culot incliné et de paramétrer la solution de contrôle. Ainsi, une solution optimale est identifiée lorsque l'aspiration s'effectue au niveau de la ligne de séparation, à travers une fente normale à la paroi de la lunette arrière d'une largeur de 10^{-3} m, et une vitesse représentant 0,6 fois la vitesse du véhicule. Cette configuration permet d'obtenir 30% de réduction de traînée aérodynamique. L'étude paramétrique indique cependant une certaine robustesse de la solution de contrôle vis-à-vis de la position de la fente. L'aspiration reste efficace lorsque la fente est placée à 3.10^{-2} m en aval de la ligne de séparation.

L'analyse des champs moyens et instantanés de vorticité et de pression statique et totale indiquent que cette réduction de traînée est associ e à la réduction de la section transversale de sillage, à la réduction des pertes de pression totale dans le sillage et à l'accroissement de la distribution moyenne de pression statique sur la lunette arrière et sur le culot. L'aspiration crée localement une dépression importante au niveau de la ligne de séparation, qui permet de recoller les filets fluides sur toute la longueur de la lunette arrière. Le développement des structures tourbillonnaires transversales, associé au décollement du fluide provenant du pavillon et du soubassement, est alors limité à la hauteur du culot.

Les résultats de cette étude préliminaire sont très encourageants quant à la performance du contrôle par aspiration dans la problématique automobile. L'étude doit cependant se poursuivre en 3D afin de prendre en compte les effets de bord, et notamment les tourbillons longitudinaux qui se développent sur les montants latéraux de la lunette arrière et sont très énergétiques [Bea04][Leh05a]. La présence de l'aspiration sur le haut de la lunette arrière peut en effet influencer le développement de ces structures et dégrader les résultats obtenus en 2D.

2- Etude numérique 3D – Contrôle du décollement de lunette arrière

Afin de confirmer et/ou corriger les résultats obtenus en 2D, une simulation numérique 3D est mise en place. La simulation utilis e est très similaire à celle utilis e pour l'étude 2D. La longueur L , la largeur l et la hauteur H de la géométrie sont respectivement donn es par $L=1,044$ m, $l=0,389$ m et $H=0,288$ m. Dans la présente étude, la lunette arrière, de longueur $l_a=0,222$ m, est inclin e à 25° par rapport à l'horizontal. Enfin, la partie inférieure est positionn e à une hauteur $h=0,17$ H du plancher de la soufflerie numérique (Figure 3.33)

La géométrie est plac e dans une veine numérique rectangulaire dont la longueur, la largeur et la hauteur sont respectivement de $30L$, $20L$ et $10H$. Les conditions appliqu es en entrée, sur la sortie et sur le plafond sont les mêmes que pour la simulation 2D. Le nombre de Reynolds associé à la longueur L de la géométrie est alors de $Re=2,8.10^6$. Une condition de périodicité est appliqu e sur les faces latérales du domaine de simulation. Enfin, l'aspiration est appliqu e par une fente de largeur 10^{-3} m (0,45% de la longueur de la lunette arrière) et de longueur $0,369.10^{-3}$ m (95% de la largeur de la lunette arrière). La fente est situ e sur le haut de la lunette arrière, tangente à l'arête séparant le pavillon de la lunette arrière (Figure 3.33), conformément aux résultats obtenus en 2D. Une condition de Neumann sur la vitesse d'aspiration $V_{asp}=0,6V_0$ (24 m.s^{-1}) est impos e sur la section de la fente.

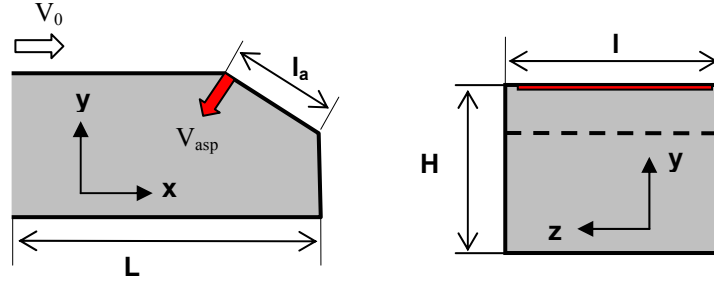


Figure 3.33- Géométrie étudiée

Dans la présente étude, 12 niveaux de maillage sont créés (voir chapitre 3.1) : les niveaux les plus élevés (où le maillage est le plus fin) sont situés au voisinage de la géométrie (B_0 , B_1 , B_2 et B_3 Figure 3.34). La géométrie est ainsi entièrement contenue dans le bloc B_3 , de résolution 2.10^{-3} m (Figure 3.34 (b)), et le premier nœud de calcul est situé à $y^+=120$ sur le pavillon. L'épaisseur de la couche limite qui se développe sur le pavillon est d'environ 2.10^{-2} m à la fin du pavillon, et ce bloc permet de placer 10 points de calcul dans la couche limite. Le maillage est ensuite resserré au niveau de l'arête haute et des arêtes latérales de la lunette arrière, où apparaissent des décollements. Dans les blocs de niveau 0, situés au niveau des ruptures de pente (B_0 Figure 3.34 (b) et (c)), la résolution des mailles est ainsi de $2,5.10^{-4}$ m. Le bloc B_0 est étendu à $1,8.10^{-2}$ m en aval de l'arête haute de la lunette arrière, et sur une hauteur de 7.10^{-3} m au dessus de la ligne de séparation (Figure 3.34 (c)). Cette distance est préconisée par une étude paramétrique de maillage, donnée en annexe 3, afin de bien représenter le gradient de pression qui apparaît au niveau de la rupture de pente, et de prédire correctement le décollement sur cette rupture de pente. Enfin, un bloc intermédiaire conique est créé au niveau des arêtes latérales, avec une résolution de 10^{-3} m, afin de représenter les gradients de vitesse et de pression dans les structures tourbillonnaires longitudinales (B_2 Figure 3.34 (a)). La taille des mailles augmente ensuite en s'éloignant de la géométrie, dans les blocs B_4 à B_{12} . Le maillage volumique total compte $16,7.10^6$ points de calculs, dont près de 15.10^6 sont répartis au voisinage de la géométrie. Le maillage surfacique, triangulaire, contient $1,2.10^6$ cellules.

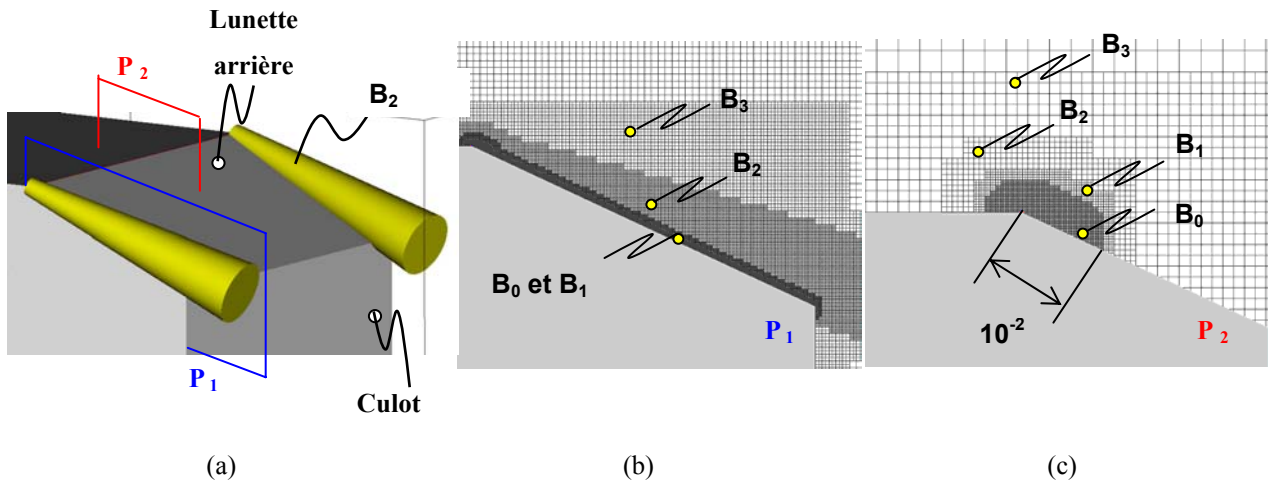


Figure 3.34- Représentation du maillage autour de la géométrie : (a) bloc B_2 en perspective, (b) Coupe dans le plan longitudinal P_1 situé sur l'arête latérale gauche, (c) Coupe dans le plan longitudinal médian P_2 , sur l'arête haute de la lunette arrière.

La maille la plus fine, dans le bloc B_0 , a une résolution de $\delta_0=2,5.10^{-4}$ m. A cette valeur est associée un pas de temps $\Delta t=1,354.10^{-6}$ s pour le critère CFL (Courant-Friedrichs-Lewy). L'écoulement est simulé sur 0,2 s correspondant à

150000 itérations. Les résultats sont relevés après un temps de convergence de 0,067 s (50000 itérations), et moyennés sur une période 0,1354 s (100000 itérations). Les résultats obtenus sans contrôle puis avec contrôle sont présentés dans la suite du document.

2.1- Analyse de l'écoulement sans contrôle

Les résultats obtenus sont analysés puis comparés aux résultats expérimentaux et numériques relevés dans la littérature [Spo02][Bea04a][Lie02]. Dans un premier temps, la topologie de l'écoulement sur la partie arrière de la géométrie est identifiée à l'aide de surface d'iso contour de perte de pression totale, caractérisées par le coefficient de perte de pression totale $C_{pi}=1,22$. Chacune des structures identifiées est ensuite analysée à l'aide de cartographies de pression et de vorticité, de visualisations pariétales et de relevés de profils de vitesse. L'analyse de l'écoulement au voisinage de la lunette arrière et dans le sillage, effectu e à l'aide d'iso contours de pertes de pression totale, permet de mettre en évidence des structures tourbillonnaires longitudinales et transversales à l'arrière de la maquette (Figure 3.35.a). Ces structures tourbillonnaires sont le siège de pertes de pression totale importantes ($C_{pi}>1$, Figure 3.35.b). L'écoulement décolle le long de l'arête supérieure de la lunette arrière, s'enroule au niveau de la région décollée D (Figure 3.35.a) et interagit avec l'écoulement de culot. Les coefficients de perte de pression totale C_{pi} associ es sont proches 1,5 (Figure 3.35.b).

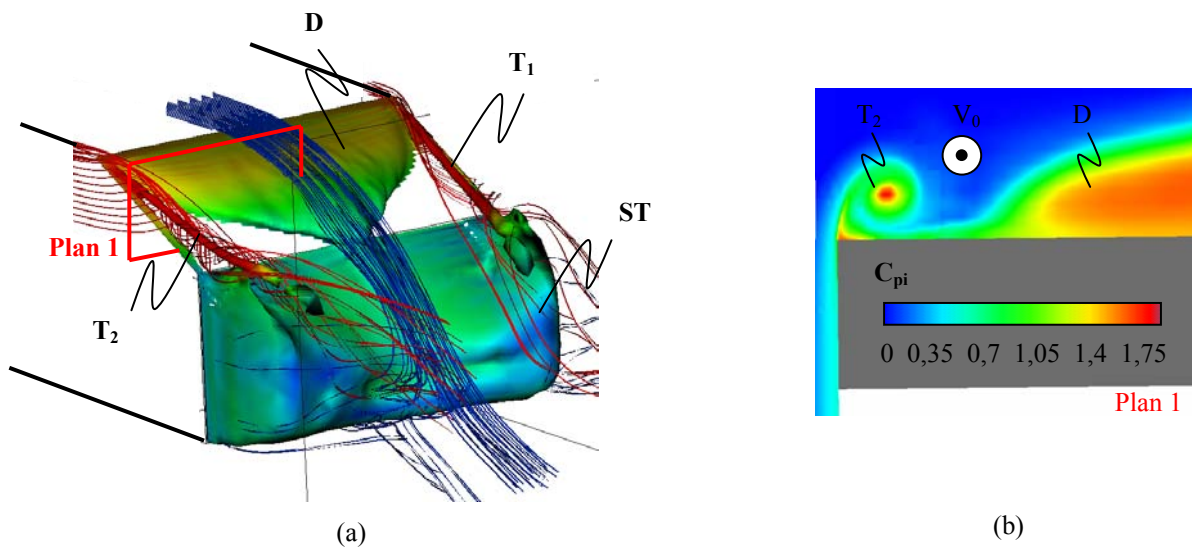


Figure 3.35- Tomographies du coefficient de perte de pression totale relev es dans le sillage proche (a) Isosurface $C_{pi}=1,22$ (visualisation des zones d coll es), (b) Cartographie relev e dans le plan 1.

Les résultats donnés Figure 3.35.a suggèrent ensuite le rattachement du fluide sur le bas de la lunette arrière, conformément aux résultats proposés par Ahmed *et al* [Ahm84]. De même, l'écoulement issu des parois latérales de la géométrie décolle le long des arêtes latérales de la lunette arrière et donne naissance à 2 tourbillons longitudinaux contrarotatifs notés T_1 et T_2 sur la Figure 3.35.a. Les pertes énergétiques associ es au mouvement de rotation dans le centre des tourbillons sont caract ris es par des coefficients de perte de pression totale de l'ordre de $C_{pi}=1,75$ en moyenne (Figure 3.35.b). La dynamique des tourbillons est analys e plus précisément dans la suite du document. Enfin, le fluide issu des parois latérales, du soubassement et de la lunette arrière décolle sur la périphérie du culot et donne naissance à une structure tourbillonnaire torique classique des géométries   culot droit (not e ST sur la Figure 3.35.a).

La structure décollée D et les structures longitudinales T_1 et T_2 sont analys es plus particulièrement dans la suite du document.

2.1.1- Analyse de la zone décollée

Afin de caractériser la zone décollée (repérée D sur la Figure 3.35.a), des relevés de vitesse sont effectués dans le plan longitudinal médian. La représentation simultanée du décollement puis du recollement de la couche limite sur la lunette arrière constitue en effet un point dur de la représentation numérique des écoulements autour du corps de Ahmed lorsque la lunette arrière est inclinée à 25° [Jak01][Man02]. Ces résultats sont complétés en annexe 4 par des profils de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente, relevés en différents points du plan longitudinal médian, qui constituent une base de données et de comparaisons pour de futures études.

Pour chacun des relevés de vitesse effectués sur le pavillon ou la lunette arrière, l'origine de l'axe horizontal (Ox) est placée au niveau du culot et l'origine de l'axe vertical (Oy) est reportée en tout point de la surface ($y=0$ sur la géométrie, voir Figure 3.36). Les courbes reportées Figure 3.37 représentent les profils de vitesse longitudinale V_x dans la direction verticale y . Les profils de vitesse sont relevés sur la fin du pavillon (plan 1 pour $x=-0,212$ m, Figure 3.37.a), sur le haut de la lunette arrière (plan 2 pour $x=-0,162$ m, Figure 3.37.b) et le bas de la lunette arrière (plan 3 pour $x=-0,012$ m, Figure 3.37.c), puis comparés aux profils obtenus par LDA (Laser Doppler Anemometer, Lienhart *et al.* [Lie02])

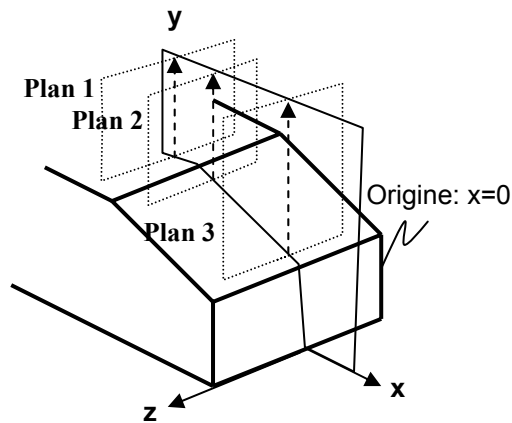


Figure 3.36- Définition des plans de mesure

Sur la fin du pavillon (plan 1 Figure 3.37.a), la valeur de la vitesse en proche paroi, obtenue par voie numérique, est légèrement inférieure à la vitesse donnée par Lienhart *et al.* [Lie02] ($\Delta V_x = 3 \text{ m.s}^{-1}$). Plus en aval, dans le plan 2 située juste après l'arête haute de la lunette arrière, les résultats numériques et expérimentaux sont en meilleur accord (Figure 3.37.b). Pour cette géométrie à arêtes anguleuses, le décollement est en effet fixé par la rupture de pente et les profils de vitesse sont moins sensibles à l'écoulement amont [Kra04]. La vitesse est négative en proche paroi ($V_x = -5 \text{ m.s}^{-1}$) ce qui indique une recirculation du fluide qui remonte l'écoulement sous la zone décollée D (Figure 3.35.a). Au contraire, en fin de lunette arrière (plan 3 Figure 3.37.c), l'écoulement recolte sur la paroi et la vitesse longitudinale devient positive ($V_x = +3 \text{ m.s}^{-1}$). Le code de calcul permet donc de représenter simultanément le décollement et le recollement du fluide sur le haut et le bas de la lunette arrière (Figure 3.37.b et Figure 3.37.c). Cet aspect, identifié comme un point dur de la représentation numérique de l'écoulement autour du corps de Ahmed où la lunette arrière est inclinée à 25° [Jak01][Man02], est correctement traité par le code. Sur ce dernier profil, cependant, le code de calcul surévalue le déficit de vitesse dans la couche limite au moment du recollement. Deux explications peuvent être avancées, pour expliquer cette divergence entre les résultats numériques et expérimentaux. D'une part, la loi de paroi utilisée dans le code de calcul impose une évolution logarithmique de la vitesse en proche paroi (voir chap. 3.1), et cette loi, obtenue à

partir d'un écoulement de type plaque plane, n'est plus valable en présence d'une zone décollée où apparaît un courant retour en proche paroi. D'autre part, comme la plupart des simulations RANS [Man02], la modélisation k- ϵ de la turbulence ne permet pas de reproduire correctement la distribution de l'énergie cinétique turbulente dans la zone décollée (Voir Annexe 4). En particulier, le pic d'énergie cinétique turbulente relevée expérimentalement par Lienhart *et al.* [Lie02] au sein de la couche limite décollée est largement sous-évalué par le code (voir Annexe 4). La simulation ne permet malheureusement pas de tester d'autres modèles de turbulence, comme les modèles LES qui donnent de bons résultats dans ces configurations décollées [Men02][Kra04].

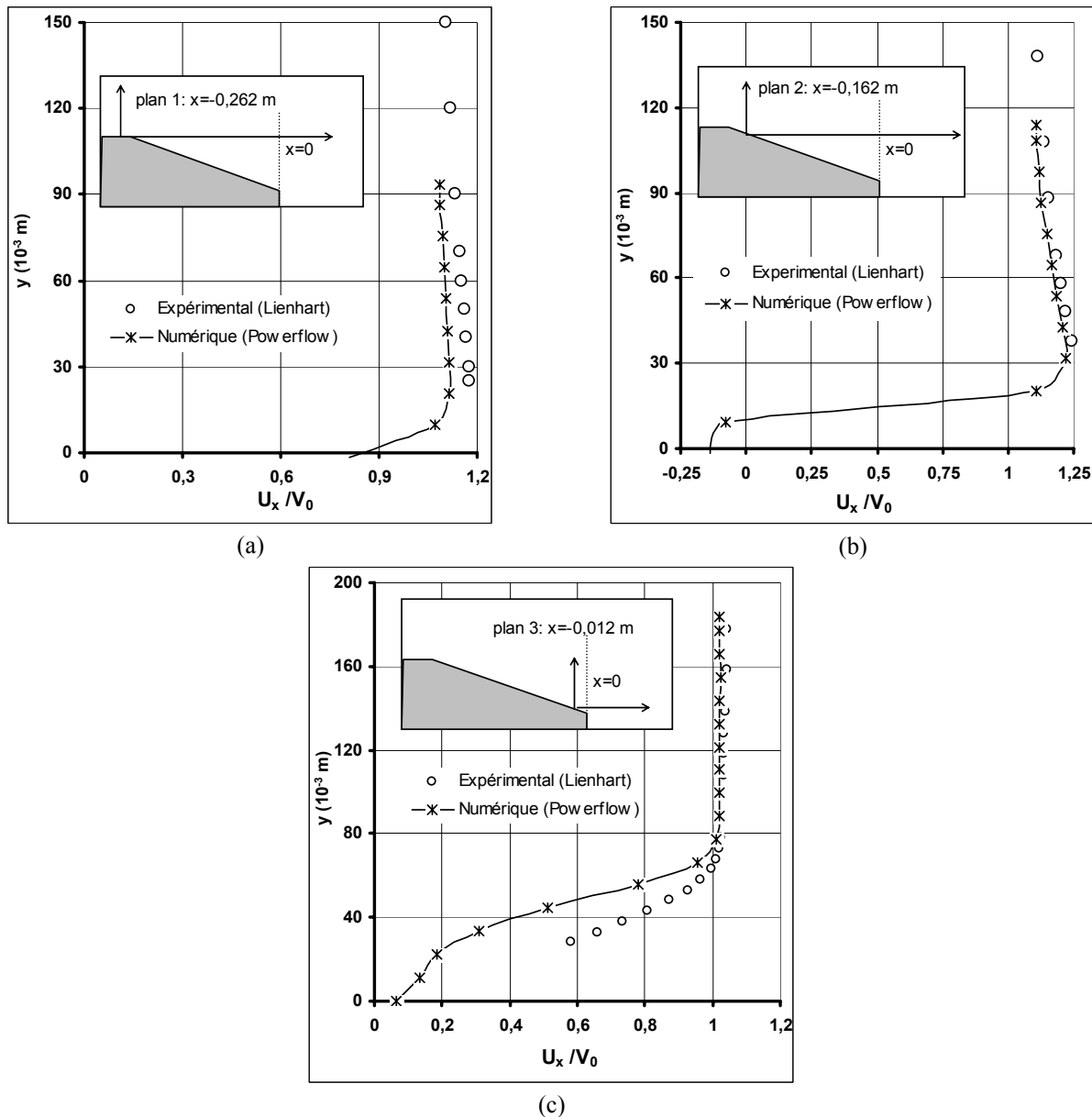


Figure 3.37- Profils verticaux de vitesse longitudinale relevés dans le plan longitudinal médian (plan de symétrie de la géométrie) (a) plan 1 d'abscisse $x = -0,262$ m, (b) plan 2 d'abscisse $x = -0,162$ m (c) plan 3 d'abscisse $x = -0,012$ m.

Si le profil de vitesse n'est pas parfaitement représenté dans la zone décollée, le code permet tout de même de retrouver les phénomènes physiques principaux, et notamment le décollement et le recollement de la couche de cisaillement, respectivement sur le haut et le bas de la lunette arrière. En cela, et en tenant compte de la charge de calcul associé aux modélisations LES, il semble adapté à la problématique automobile compte tenu des résultats présentés par

Manceau et al. [Man02] pour divers code de calcul RANS. Néanmoins, et afin de s'assurer de la bonne représentation de la topologie de l'écoulement sous la zone décollée, l'analyse se poursuit à travers les cartographies de lignes de frottement, relevées sur la lunette arrière, qui sont commentées et comparées aux résultats expérimentaux de la bibliographie [Gil00] dans la suite du document.

La cartographie des lignes de frottement, relevées sur la lunette arrière et reportées Figure 3.38.a, montre que le code de calcul permet de représenter correctement les phénomènes physiques mis en évidence expérimentalement par Gilliéron *et al.* [Gil00] pour un nombre de Reynolds de $0,7 \cdot 10^6$ (Figure 3.38.b). Par symétrie de l'écoulement, seule la partie arrière gauche de la lunette arrière est représentée (vue de l'arrière).

Les lignes de courant issues des parois latérales décollent le long de l'arête latérale de la lunette arrière. Les filets fluides sont entraînés dans la structure longitudinale T_2 (Figure 3.35.a) et recollent sur la lunette arrière, le long de la ligne d'attachement AC (Figure 3.38.a et Figure 3.38.b). Une partie du fluide se dirige vers l'arête latérale de la lunette arrière et décolle à nouveau le long d'une ligne de séparation notée AB sur les Figure 3.38.a et Figure 3.38.b. Les lignes de frottement indiquent ainsi la présence d'une structure longitudinale secondaire, contrarotative, le long de l'arête latérale, mise en évidence par voie numérique par Krajnovic *et al.* [Kra04]. L'angle $\hat{B}AC$ relevé Figure 3.38.a (résultats numériques) est de 27° contre 22° dans le cas expérimental Figure 3.38.b. Les lignes de frottement font également apparaître une interaction forte entre les structures longitudinales et la zone décollée D. Une partie du fluide issu de la ligne de rattachement AC alimente l'écoulement pariétal, sous la nappe décollée D, où les lignes de frottement s'enroulent autour d'un foyer de séparation noté F sur la Figure 3.38.a. La conservation de la quantité de mouvement impose alors aux filets fluides qui convergent vers ce foyer de s'échapper dans le sillage en définissant un tourbillon de faible taux de rotation. Cette structure mise en évidence par Spohn *et al.* [Spo02] n'apparaît cependant pas dans les résultats numériques présentés ici. De même, Spohn *et al.* [Spo02] mettent en évidence une remontée instationnaire de fluide, des parois latérales de la géométrie vers le pavillon puis la lunette arrière, qui alimente les structures longitudinales et la zone décollée de lunette arrière. Cette remontée instationnaire de fluide n'apparaît cependant pas sur les résultats moyennés présentés Figure 3.38.a. Enfin, par symétrie de l'écoulement par rapport au plan longitudinal médian de la maquette, deux points singuliers de type selle apparaissent dans ce plan (noté S_1 et S_2 sur la Figure 3.38.a).

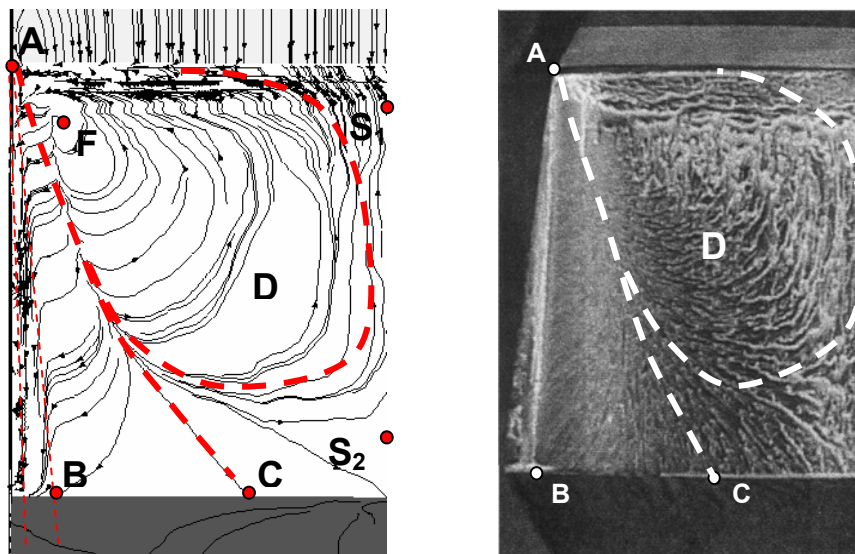


Figure 3.38- Visualisation des lignes de frottement sur la partie gauche de la lunette arrière (vue de l'arrière) (a) présente étude (b) expérimental (Gilliéron et al. [Gil00])

Ces résultats sont en accord avec les résultats bibliographiques, et permettent de valider la représentation par le code numérique de la topologie de l'écoulement sous la zone décollée de lunette arrière. L'étape suivante consiste alors à représenter également les structures tourbillonnaires longitudinales qui interagissent avec la zone décollée

2.1.2- Analyse des tourbillons longitudinaux

Les structures tourbillonnaires T_1 et T_2 (Figure 3.35.a) sont analysées à partir de cartographies de perte de pression d'arrêt, de vorticité et de vitesse relevés dans et autour du cœur tourbillonnaire, dans des plans transversaux définis Figure 3.39. Les résultats sont comparés aux résultats expérimentaux ou numériques relevés dans la bibliographie.

L'analyse s'effectue dans un premier temps à partir des cartographies de vorticité (Figure 3.40) et de perte de pression statique (Figure 3.41), relevées dans les plans transversaux (Figure 3.39).

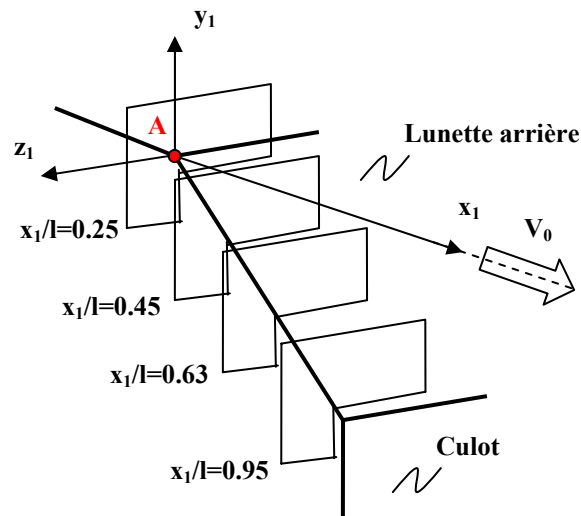


Figure 3.39- Définition des plans de mesure

La vorticité relevée sur l'axe du tourbillon est de l'ordre de $\omega = 13.10^3 \text{ s}^{-1}$ en moyenne (Figure 3.40) et tend à décroître le long le long de la lunette arrière. Ce mouvement de rotation dans le plan $(y_1 z_1)$, mis en évidence dans le centre du tourbillon, est alimenté par le fluide provenant des parois latérales qui décolle le long de l'arête latérale de la lunette arrière. Le centre du tourbillon est alors caractérisé par une zone de dépression associée à la rotation du fluide, avec des coefficients de pertes de pression statique C_p de l'ordre de -1,7 (Figure 3.41), comparables à ceux observées par Beaudoin *et al.* [Bea04a] en canal hydraulique. De même, la valeur moyenne du coefficient de perte de pression totale est égale à $C_{pi} = 1,5$, avec des valeurs maximales relevées dans le cœur du tourbillon de l'ordre de $C_{pi} = 1,75$ (Figure 3.35.b). Ces valeurs correspondent à celles relevées par Gilliéron *et al.* [Gil00] sur la même géométrie et plus généralement à celles relevées par tomographie de perte de pression totale dans le sillage d'un véhicule de type bicorps [Gil98].

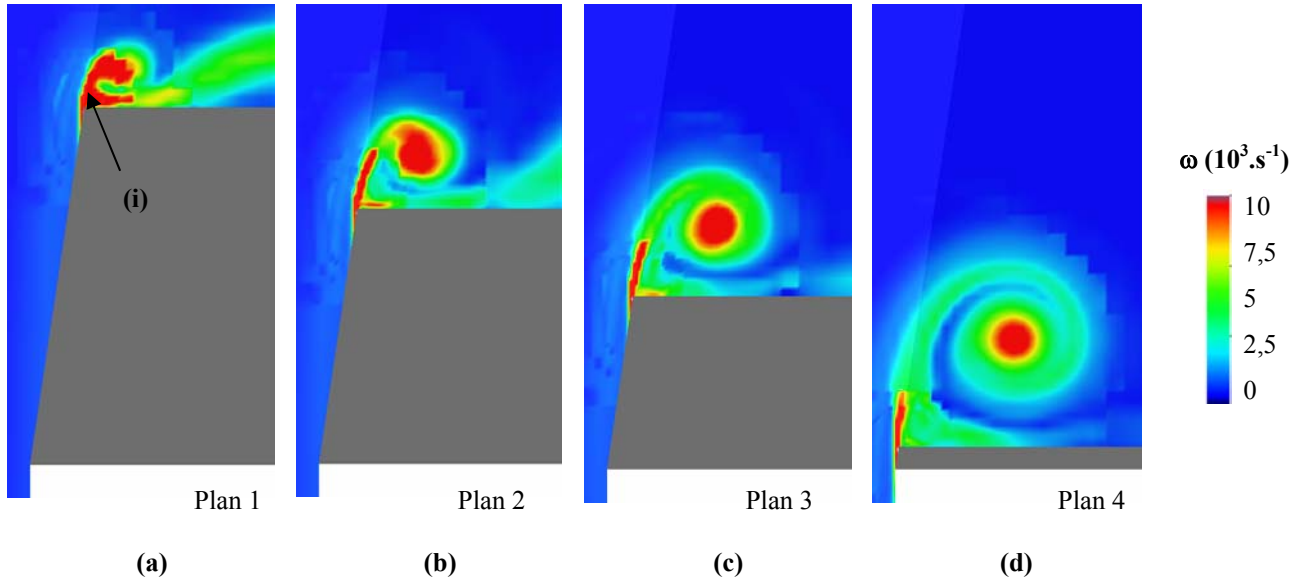


Figure 3.40- Cartographies de vorticit   relevés dans des plans transversaux sur le tourbillon longitudinale gauche (vue de l'arri  re) pour diff  rentes abscisses : (a) $x_1/l=0,25$ (b) $x_1/l=0,45$ (c) $x_1/l=0,63$ (d) $x_1/l=0,95$

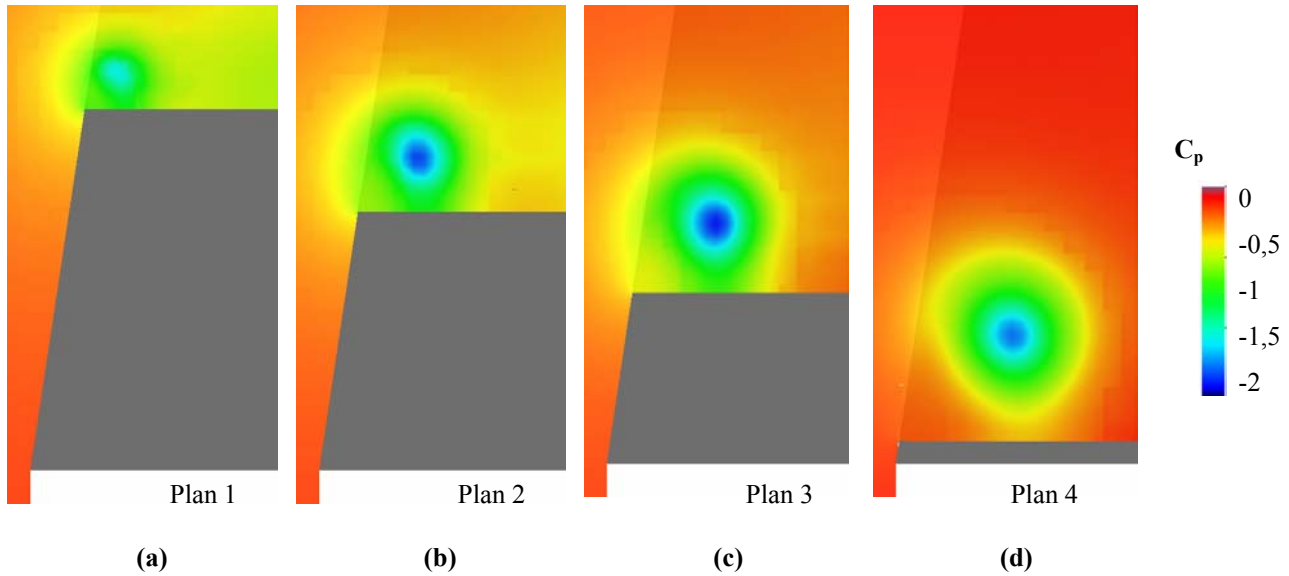


Figure 3.41- Cartographies de perte de pression statique relevés dans des plans transversaux sur le tourbillon longitudinal gauche (vue de l'arri  re) pour diff  rentes abscisses : (a) $x_1/l=0,25$ (b) $x_1/l=0,45$ (c) $x_1/l=0,63$ (d) $x_1/l=0,95$

Trois phases sont mises en   vidence dans le d  veloppement du tourbillon. Sur le haut de la lunette arri  re et jusqu'   l'abscisse r  duite $x_1/l=0,25$, la structure tourbillonnaire n'appara  t pas clairement et les cartographies de vorticit   permettent uniquement de mettre en   vidence la couche de cisaillement sur la partie lat  rale de lunette arri  re o   la vorticit   est maximale ((i) sur la Figure 3.40.a). Ces r  sultats sont en accord avec ceux de Lehugeur *et al.* [Leh05b] qui caract  risent la formation du tourbillon le long de la lunette arri  re    partir de cartographies du crit  re Q, obtenues par PIV. Cet aspect est d  velopp   dans la suite du document    partir des profils de vitesse.

Pour $x_1/l>0,45$, les cartographies de vorticit   (Figure 3.40.b) font appara  tre une structure bien   tablie avec une section transversale du tourbillon quasi-circulaire. La zone de d  pression du c  ur tourbillonnaire appara  t distinctement (Figure 3.41.b). La vorticit   et le coefficient de perte de pression statique, relev  s au centre du tourbillon, sont

respectivement de l'ordre de $\omega=15.10^3 \text{ s}^{-1}$ et $C_p=-2$. Ces valeurs restent constantes jusqu'à $x_1/l=0,63$. Cette phase de formation du tourbillon, sur le haut de la lunette arrière, est également mise en évidence par Lehugeur *et al.* [Leh05a] par voie numérique et Beaudoin *et al.* [Bea04a] par cavitation en canal hydraulique. Les valeurs des pertes de pression statiques sont également comparables ($C_{p_{moy}}=-1,7$ pour Lehugeur *et al.* [Leh05b], $C_{p_{moy}}=-1,67$ pour Beaudoin *et al.* [Bea04a]).

Enfin, sur le bas de la lunette arrière, en $x_1/l=0,95$ (Figure 3.40.d et Figure 3.41.d), la vorticité et les coefficients de perte de pression statique diminuent, avec $\omega=11.10^3 \text{ s}^{-1}$ et $C_p=-1,6$. Le tourbillon se détache de la paroi et s'éloigne de l'arête latérale. L'influence de la paroi sur la rotation du fluide diminue et l'effet dissipatif de la viscosité devient prépondérant.

Les cartographies de vorticité et de coefficient de perte de pression statique donn es Figure 3.40 et Figure 3.41 indiquent également que l'axe du tourbillon ne reste pas parallèle à l'arête latéral. Il se déplace vers le plan médian longitudinal et s'éloigne de la surface de la lunette arrière. Les inclinaisons correspondantes, relev es entre l'axe tourbillonnaire et l'arête latérale gauche, sont similaires à celles donn es par Lehugeur *et al.* [Leh05a] : $\theta=7^\circ$ et $\beta=7^\circ$ (Figure 3.42 où le tourbillon est repéré par un isocontour de vorticité $\omega=10^4 \text{ s}^{-1}$). Ces informations permettent de définir un repère (x_2, y_2, z_2) associé à l'axe tourbillonnaire, représenté Figure 3.42.a. L'origine du repère est situ e dans le coin supérieur gauche de la lunette arrière, l'axe (Ox_2) représente l'axe tourbillonnaire et le plan (y_2z_2) est normal à l'axe du tourbillon (Figure 3.42.a).

La structure du tourbillon T_2 est ensuite analys e à partir de profils de vitesse relevés dans le cœur tourbillonnaire et dans un plan transversal à l'axe du tourbillon. Le profil de vitesse axiale, représenté par $V_{x2}(y_2=0, z_2)$, est reporté Figure 3.43.a. Les profils de vitesse azimutale suivant l'axe horizontal ($V_{y2}(y_2=0, z_2)$) et l'axe vertical ($V_{z2}(y_2, z_2=0)$) sont respectivement donnés Figure 3.43.c et Figure 3.43.d, pour différentes abscisses ($x_2/l=0.533$, $x_2/l=0.618$ et $x_2/l=0.955$ où l représente la longueur de la lunette arrière).

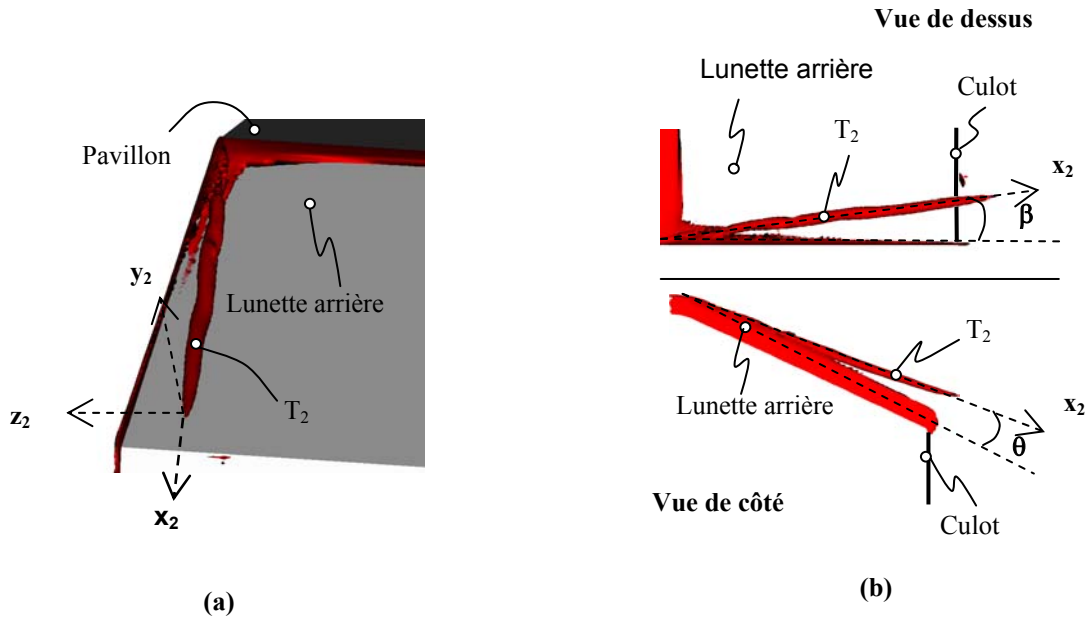


Figure 3.42- Surface d'iso contour de vorticité ($\omega=10^4 \text{ s}^{-1}$), seul le tourbillon longitudinal gauche (vue de l'arrière) est représenté : (a) définition du repère associé au tourbillon, (b) détermination de la position de l'axe du tourbillon par rapport au plan et à l'arête latérale gauche de la lunette arrière.

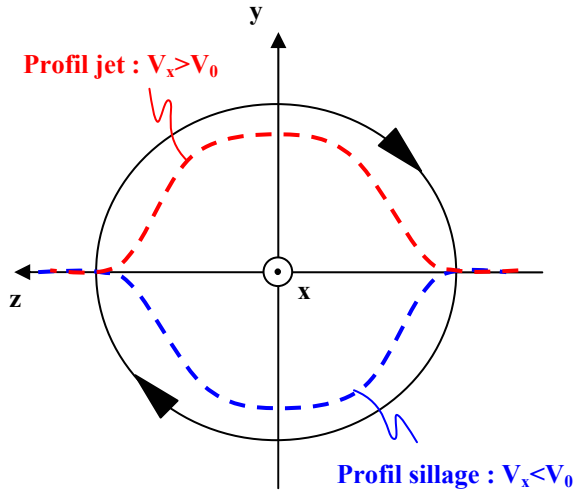
Les résultats reportés Figure 3.43 montrent que le tourbillon T_2 a une structure de jet tournant [Iva03] transporté dans le sillage par l'écoulement principal. Ces structures possèdent d'une part une vitesse longitudinale d'advection (Figure 3.43.a), et d'autre part une composante azimutale de rotation (Figure 3.43.c et Figure 3.43.d). De telles structures, appelées tourbillons d'apex, se développent également sur les ailes delta [Lam61].

L'analyse des profils de vitesse axiale, Figure 3.43.a, met en évidence une zone de survitesse dans le cœur du tourbillon (V_{x2} de l'ordre de 48 m.s^{-1} au centre). La structure est alors de type jet, par opposition aux structures de type sillage où le cœur tourbillonnaire présente un déficit de vitesse par rapport à la vitesse de l'écoulement incident (voir Figure 3.43.b). Deux creux de vitesse apparaissent de part et d'autre du cœur tourbillonnaire, pour $x_2/l > 0,533$ (Figure 3.43.a), dont la position correspond à la position des extrema de la vitesse azimutale (Figure 3.43.c). Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus par Lehugeur *et al.* [Leh05a]. Il est intéressant de noter sur la Figure 3.43.a que le profil de vitesse relevé à l'abscisse réduite $x_2/l = 0,25$ n'a pas de structure établie. Le maximum de vitesse axiale n'est pas relevé au centre du tourbillon ($z_2 = 0$), et les creux de vitesse n'apparaissent pas distinctement, notamment pour $z_2 < -0,02$, du fait de la présence de la nappe décollée au voisinage immédiat de la structure tourbillonnaire. Ces résultats confirment les observations données Figure 3.40.a et Figure 3.41.a : la structure tourbillonnaire n'est pas établie sur le haut de la lunette arrière, conformément aux résultats données par Lehugeur *et al.* [Leh05b].

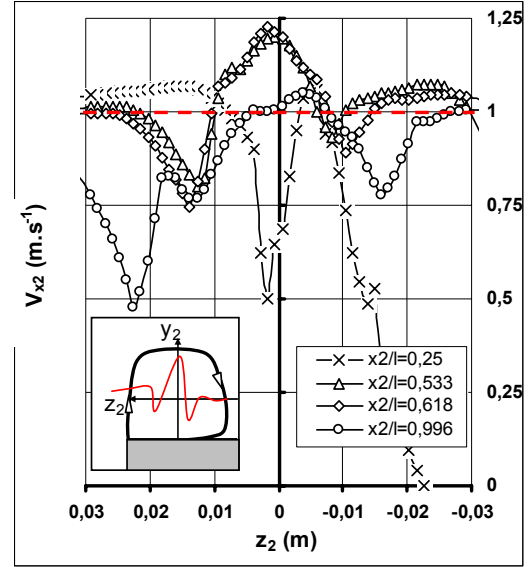
La vitesse azimutale (profil horizontal Figure 3.43.c et vertical Figure 3.43.d) présentent une évolution linéaire au centre du tourbillon, qui met en évidence une zone de cisaillement constant caractéristique d'une rotation en bloc dans le cœur tourbillonnaire [Leh05a][Iva03][Lam61]. Les extrema des vitesses azimutales, selon l'axe horizontal (Figure 3.43.c) et vertical (Figure 3.43.d) n'ont cependant pas les mêmes valeurs : la vitesse maximale (respectivement minimale) est de l'ordre de 25 m.s^{-1} (respectivement -25 m.s^{-1}) dans les profils horizontaux contre 32 m.s^{-1} (respectivement -30 m.s^{-1}) dans les profils verticaux. Le tourbillon ne peut donc être considéré comme axisymétrique. La présence de la couche limite décollée D (Figure 3.35.a) et de la paroi de la lunette arrière ainsi que la proximité de l'arête latérale de la lunette arrière influence la structure du tourbillon qui ne se développe pas librement. En revanche, les extrema varient très peu le long de la lunette arrière, ce qui confirme les observations faites à partir des cartographies de pression et de vorticité : pour $x/l > 0,45$, le tourbillon est dans un état quasi-uniforme, dite état colonne [Leh05b].

Les résultats obtenus par voie numérique, présentés dans cette partie, sont en accord avec les résultats expérimentaux relevés dans la bibliographie [Ahm84][Spo02][Bea04a][Leh05b], et la topologie de l'écoulement est correctement représentée. Les valeurs des pertes de pression d'arrêt associées aux structures tourbillonnaires correspondent aux valeurs expérimentales, et les profils de vitesse, relevés sur la lunette arrière, mettent en évidence le décollement, puis le rattachement du fluide sur le bas de la lunette arrière, conformément aux résultats expérimentaux.

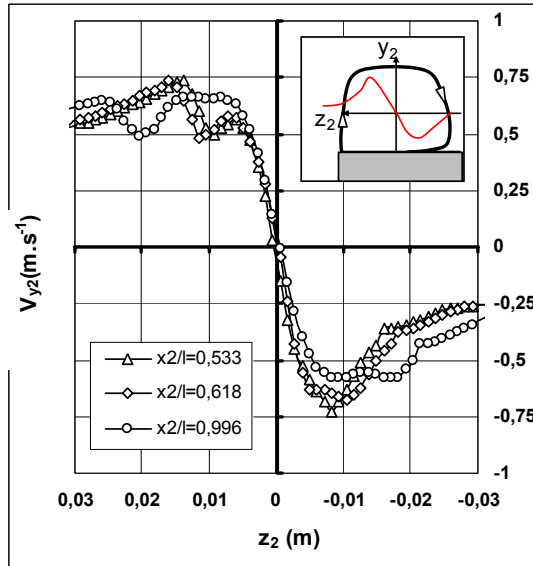
Dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique, l'étape suivante consiste alors à appliquer un contrôle qui permet de modifier la topologie de l'écoulement. Dans le cadre de la présente étude, l'objectif consiste à limiter, voire à éliminer le développement de la zone décollée D. Les résultats bibliographiques évoquées en introduction [Bou03][Fou04] de ce chapitre, ainsi que les résultats obtenus précédemment par voie numérique 2D (voir section 1), conduisent à la mise en place d'une solution d'aspiration. L'aspiration est ainsi appliquée à travers une fente localisée sur le haut de la lunette arrière et s'effectue normalement à la surface de la lunette arrière (voir section 1). Afin de tester la configuration de contrôle identifiée en 2D, la vitesse d'aspiration est fixée à $V_{asp} = 0,6 V_0$.



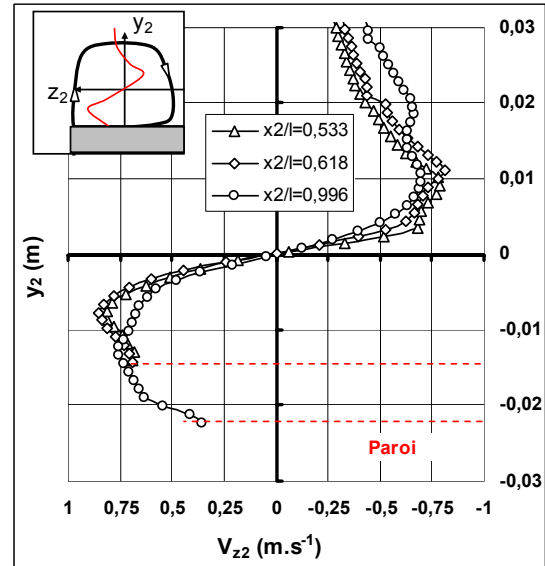
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 3.43- Relevé de vitesse dans le tourbillon longitudinal gauche T_2 pour différentes abscisses : (a) Profil transversal de vitesse axiale $V_{x2}(y_2=0, z_2)$, (b) Profil transversal de vitesse azimutale ($V_{y2}(y_2=0, z_2)$), (c) Profil transversal de vitesse axiale ($V_{x2}(y_2, z_2=0)$).

2.2- Analyse de l'influence de l'aspiration

L'influence de l'aspiration est analysée de façon globale dans un premier temps, à partir de surfaces d'iso perte de pression totale ($C_{pi}=1,22$) et de visualisations pariétales relevées sans (Figure 3.44.a) et avec contrôle (Figure 3.44.b). La zone décollée et les structures longitudinales sont ensuite analysées à partir de relevés de vitesse, de pression statique et de vorticité.

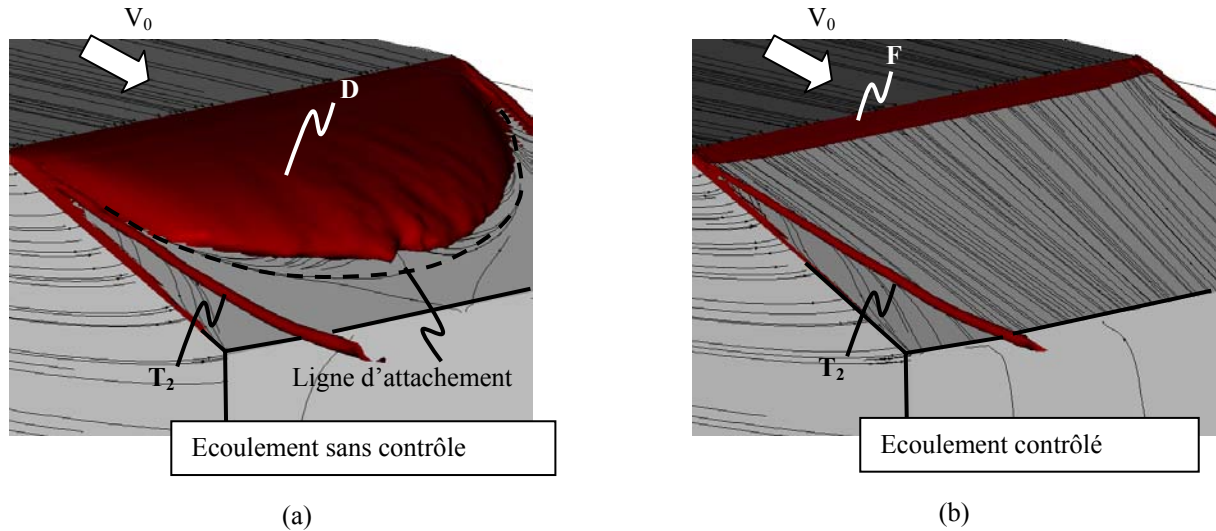


Figure 3.44- Isosurfaces de pertes de pression totale ($C_{pi}=1,22$) sur la lunette arrière et cartographie des lignes de frottement relevées sans contrôle et avec aspiration

Les résultats reportés Figure 3.44.a et Figure 3.44.b montrent que l'aspiration réduit de manière significative le développement et les pertes énergétiques de la nappe décollée D. Une nappe résiduelle, associée aux pertes de pression totale induites par l'aspiration qui crée localement de la vorticité, apparaît toujours sur le haut de la lunette arrière (not e F sur la Figure 3.44.b), mais la zone décollée disparaît ensuite complètement en aval de celle-ci. La cartographie des lignes de frottement permet de compléter ce résultat : dans le cas contrôlé (Figure 3.44.b), les lignes de frottement restent align es et parallèles à la direction de l'écoulement principal, ce qui indique que l'écoulement est attaché à la paroi jusqu'au bas de la lunette arrière. Le mouvement de rotation pariétale, identifi e sous la nappe décollée pour l'écoulement sans contrôle (Figure 3.38.a), disparaît totalement lorsque l'aspiration est activée (Figure 3.44.b).

Les résultats donnés Figure 3.44.a et Figure 3.44.b montrent que l'aspiration permet de supprimer la zone décollée D de lunette arrière. Etant donn e l'interaction qui existe entre les structures tourbillonnaires et la zone décollée, la structure des tourbillons doit cependant être analys e plus précisément lorsque l'aspiration est appliqu e. Ainsi, chacune des structures tourbillonnaires qui composent le sillage est caract ris e dans la suite du document à l'aide de relevés de pression statique, de vitesse et de vorticité, afin d'analyser les mécanismes associés au contrôle par aspiration.

2.2.1- Influence de l'aspiration sur la zone décollée

Le recollement des filets fluides sur la lunette arrière, associé à la ligne d'aspiration du haut de lunette arrière, est analysé à partir de profils de vitesse relevés dans le plan médian longitudinal (plan de symétrie de la géométrie). Le repère (x_3y_3) défini Figure 3.45 est associé à la zone décollée. L'origine du repère est plac e au niveau de l'arête haute de la lunette arrière et l'axe (Ox_3) est tangent à la lunette arrière, dans le plan longitudinal médian. Les profils de vitesse dans la couche limite donnés Figure 3.45 représentent alors l'évolution de la vitesse tangentielle V_{x_3} dans la direction y_3 , pour différentes abscisses : $x_3/l=0,05$ (Figure 3.45.a), $x_3/l=0,5$ (Figure 3.45.b) et $x_3/l=0,9$ (Figure 3.45.c).

En l'absence de contrôle, les vitesses négatives relev es en proche paroi sur le haut de la lunette arrière ($V_{x_3}=-7,5.10^{-2} V_0$ pour $x_3/l=0,05$, Figure 3.45.a) indiquent la présence d'un écoulement pariétal qui remonte vers le haut de la lunette arrière, sous la zone décollée. L'aspiration permet d'accélérer l'écoulement au voisinage de la paroi. Les vitesses locales deviennent positives ($V_{x_3}=37,5.10^{-2} V_0$ Figure 3.45.a), et l'écoulement reste attaché (voir Figure 3.44.b). Des résultats similaires sont relevés à l'abscisse réduite $x_3/l=0,5$ (Figure 3.45.b). Le mouvement de rotation du fluide à la

paroi est supprimé et les vitesses au voisinage de la paroi évolue de $V_{x3} = -32,5 \cdot 10^{-2} V_0$ sans aspiration à $V_{x3} = 25 \cdot 10^{-2} V_0$ ($x_3/l = 0,5$, Figure 3.45.b) avec aspiration.

Enfin, le relevé de vitesse obtenu avec aspiration et donné Figure 3.45.c montre que l'augmentation de la vitesse en proche paroi, lorsque l'aspiration est appliquée, reste significative jusqu'au bas de la lunette arrière ($x_3/l = 0,9$). Les vitesses relevées au voisinage de la paroi, positives dans le cas sans contrôle, indiquent que l'écoulement est rattaché à la paroi de la lunette arrière. Le relevé de vitesse est en effet situé en aval de la ligne de rattachement identifiée sur la Figure 3.44.a.

Afin de compléter l'étude, des cartographies de perte de pression statique pariétales sont relevées sur la lunette arrière (Figure 3.46) et dans le plan médian (Figure 3.47). L'analyse s'effectue à partir de 2 zones délimitées par la ligne d'iso perte de pression statique correspondant à $C_{pe} = -0,6$ (Figure 3.46.a et Figure 3.46.b). Les distributions de pressions statiques relevées sous les tourbillons longitudinaux, au voisinage des arêtes latérales, sont discutées dans la section suivante.

Pour l'écoulement sans contrôle (Figure 3.46.a), la zone 1 correspond à une zone de dépression ($C_p < -0,6$) qui traduit au niveau de la paroi les pertes de pressions totales associées au mouvement de recirculation du fluide sous la nappe décollée (voir Figure 3.38.a). L'aspiration, appliquée sur le haut de la lunette arrière, crée localement une dépression supplémentaire importante ($C_p = -1,8$ dans la zone 1, Figure 3.47). Cette dépression redonne de la vitesse à l'écoulement en proche paroi sur le haut de la lunette arrière, voir Figure 3.45.a, et permet de recoller les filets fluides sur la lunette arrière (Figure 3.44.b). La surface de la zone 1 est ainsi réduite de façon significative (Figure 3.46.b). La pression statique augmente ensuite régulièrement dans la zone 2, le long de la lunette arrière, tandis que l'écoulement ralentit ($C_p = -0,1$ en bout de lunette arrière, avec et sans contrôle). Ce résultat est classique en considérant la rupture de pente comme une demi tuyère (voir Figure 3.48) : la section S comprise entre la paroi de la lunette arrière et une ligne de courant non perturbée (pour laquelle $V = V_0$) augmente, et la conservation du débit donne en première approximation :

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 = V(x) S(x) \quad (3.40)$$

Soit:

$$V(x) = \frac{V_1 S_1}{S(x)} = \frac{V_1 S_1}{(S_1 + x \tan(\alpha))} \quad (3.41)$$

Cette diminution progressive de la vitesse se traduit par une recompression le long de la lunette arrière, en considérant la pression totale constante sur une ligne de courant.

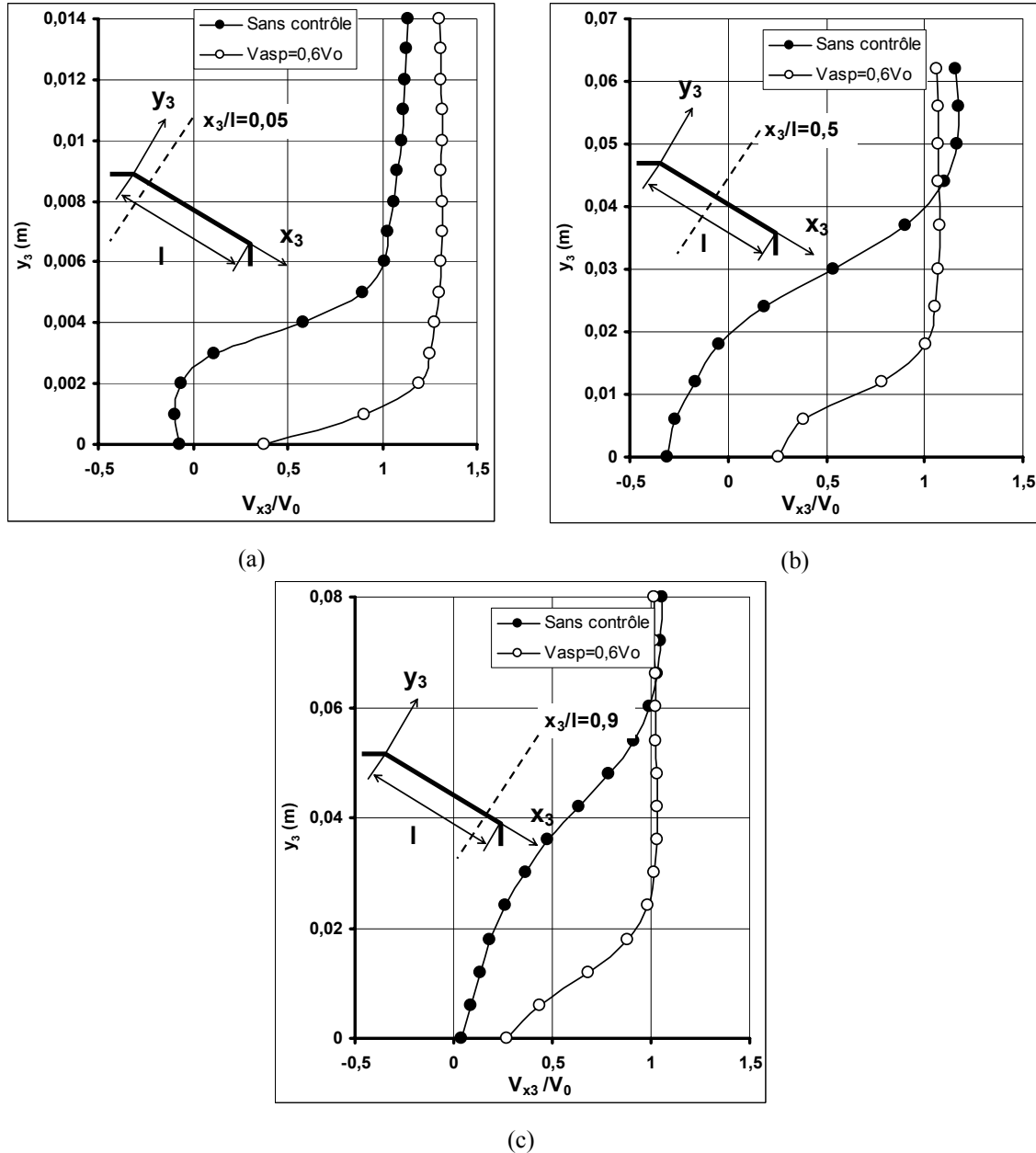


Figure 3.45- Profil de vitesse tangentielle relevée sur la lunette arrière, dans le plan longitudinal médian, avec et sans contrôle : (a) à 5% de la lunette arrière, (b) à 50% de la lunette arrière et (c) à 90% de la lunette arrière.

L'application de l'aspiration se traduit globalement par une augmentation moyenne de la pression statique sur la lunette arrière (zone 2 Figure 3.46.b et Figure 3.47). La dépression créée sur le haut de la lunette arrière est compensée par la recompression sur le bas de la lunette arrière. A cette augmentation de la pression statique pariétale est associée une réduction de la contribution de la lunette arrière à la traînée de pression.

Sur les parties latérales de la lunette arrière, les cartographies de pression statique données Figure 3.46.a et Figure 3.46.b indiquent que la pression statique pariétale augmente localement sous les tourbillons longitudinaux lorsque l'aspiration est appliquée. Ce résultat suggère un changement dans la topologie des tourbillons longitudinaux en présence de l'aspiration. L'influence de l'aspiration sur les structures longitudinales est alors analysée dans la partie suivante.

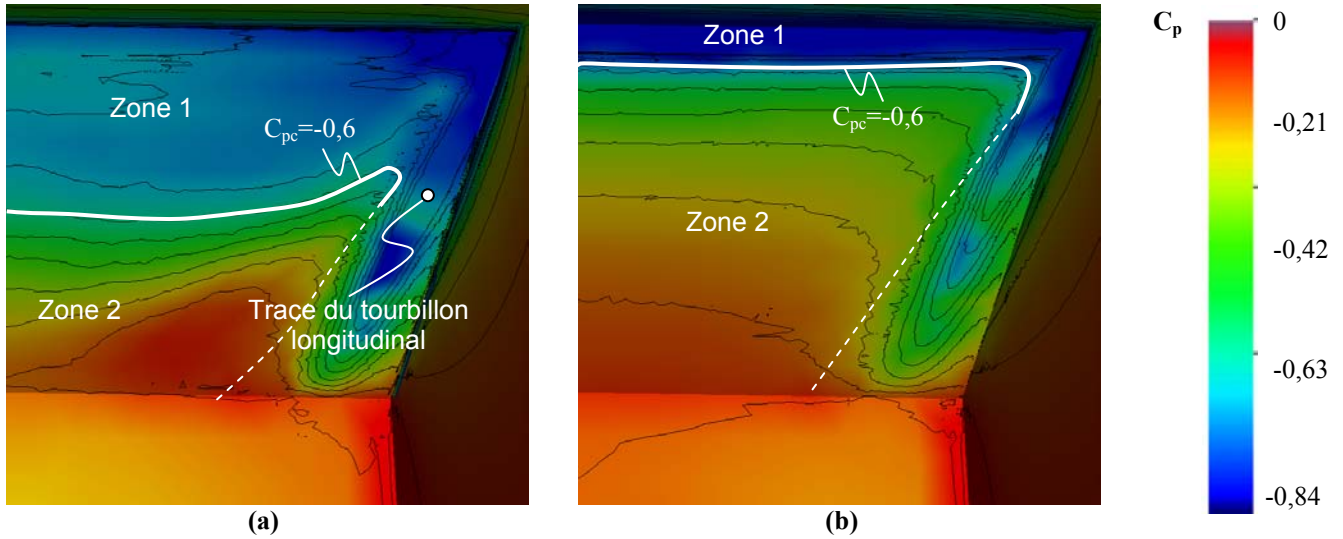


Figure 3.46- Cartographie des pertes de pression statique pariétale sur la lunette arrière (seule la partie arrière droite de la lunette arrière est représentée) : (a) Ecoulement sans contrôle (b) Ecoulement contrôlé avec $V_{asp}=0,6V_0$

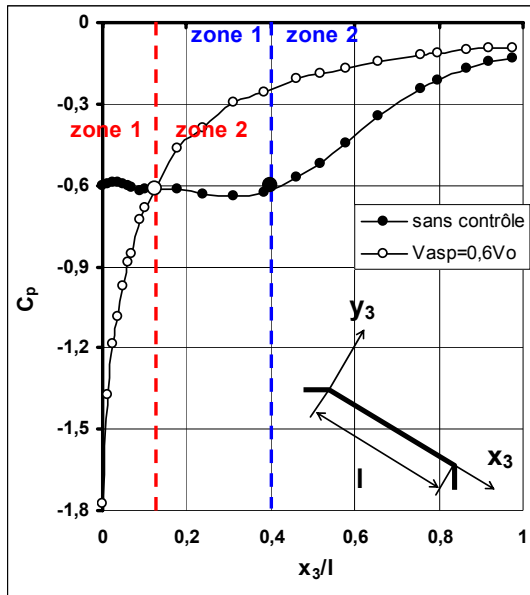


Figure 3.47- Distribution de pression sur la lunette arrière, relevée dans le plan longitudinal médian

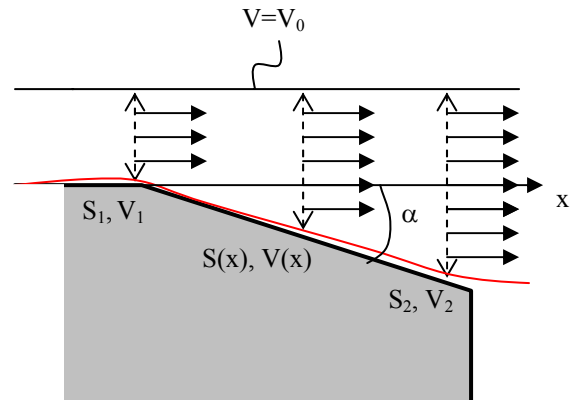


Figure 3.48- Modélisation de la lunette arrière en demi tuyère

2.2.2- Influence de l'aspiration sur les structures tourbillonnaires longitudinales

L'objectif de l'aspiration, dans la présente étude, consiste à reporter vers l'aval ou à supprimer le décollement de lunette arrière. Cette structure est cependant en interaction forte avec les tourbillons longitudinaux et l'aspiration peut perturber leur développement. La structure du tourbillon T_2 est alors analysée avec et sans aspiration, à partir de profils de vitesse, de vorticité et de coefficient de perte de pression statique. Les données sont relevées dans un plan transversal à l'axe du tourbillon, situé à l'abscisse réduite $x_2/l=0,5$, en aval de la zone de formation du tourbillon identifiée dans le cas sans contrôle. Le repère $(Ox_2y_2z_2)$ est associé à l'axe du tourbillon (voir Figure 3.49) qui définit les angles β par rapport à la direction longitudinale x et un angle θ par rapport à la surface de la lunette arrière (voir Figure 3.49). Le

calcul des angles θ et β effectuée avec et sans aspiration indique que celle-ci et sans influence notable sur la position de l'axe tourbillonnaire.

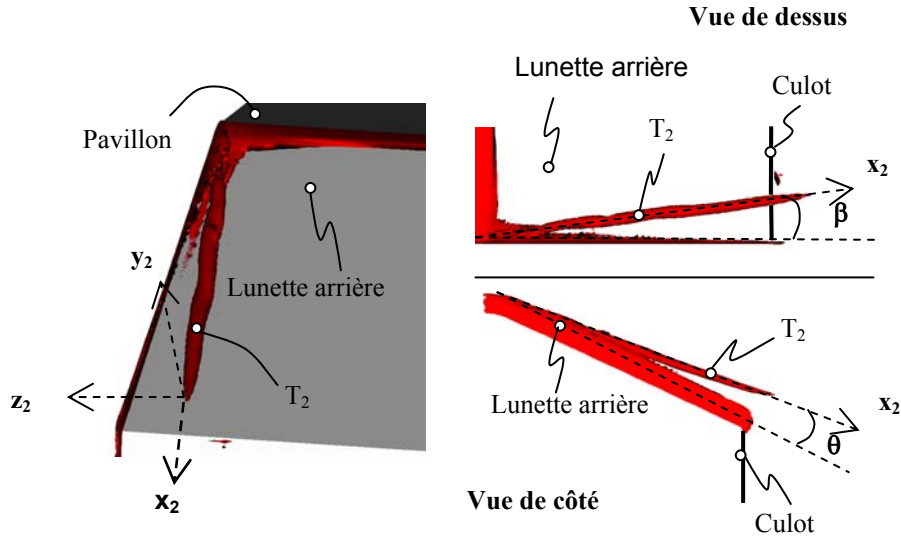


Figure 3.49- Définition du repère associé au tourbillon longitudinal gauche T_2 (iso contour $\omega=10^4 s^{-1}$)

2.2.2.1- Profils de vitesse azimutale

Les profils de vitesse azimutale $V_{z2}(y_2, z_2=0)$ reportés Figure 3.50.a indiquent que l'influence de l'aspiration sur les structures longitudinales est faible : les profils de vitesse obtenus avec et sans contrôle sont similaires. Les résultats mettent cependant en évidence une augmentation de la distance L qui sépare la position des extrema de vitesse azimutale, lorsque l'aspiration est appliquée ($L_{AC} > L_{SC}$ sur la Figure 3.50.a). Ainsi, la ligne d'aspiration appliquée sur le haut de la lunette arrière induit un étalement de la structure tourbillonnaire dans la direction transversale. Cet étalement est associé à une augmentation de la vorticité au centre du tourbillon, $\omega_x=14.10^3 s^{-1}$ sans contrôle contre $\omega_x=17,5.10^3 s^{-1}$ avec contrôle, qui favorise l'épanouissement du jet [Iva03]. Au niveau du cœur tourbillonnaire, défini par la zone linéaire de la vitesse azimutale (Figure 3.50.b), l'accroissement de vorticité est mise en évidence à l'aide du gradient de vitesse azimutale (pente Ω défini Figure 3.50.b) qui caractérise localement le rotationnel de l'écoulement. La pente Ω augmente lorsque l'aspiration est appliquée : $\Omega=9125 s^{-1}$ dans le cas contrôlé contre $\Omega=7120 s^{-1}$ sans contrôle. Si l'aspiration favorise l'épanouissement du jet (Figure 3.50.a), le cœur tourbillonnaire a au contraire tendance à se resserrer : le rayon visqueux R , défini comme la distance pour laquelle l'évolution de la vitesse azimutale est linéaire, décroît lorsque l'aspiration est activée (Figure 3.50.b).

Il est donc difficile de conclure à ce niveau de l'étude quant à l'influence de l'aspiration sur la contribution des structures longitudinales à la traînée aérodynamique. Si l'aspiration entraîne un accroissement de la section transversale des structures (Figure 3.50.a) et une augmentation de la vorticité dans le cœur tourbillonnaire (Figure 3.50.b), le rayon visqueux pour lequel la vorticité est maximale est réduit. Les résultats présentés dans ce paragraphe doivent alors être complétés par les profils de vitesse axiale et de pression statique relevés dans le tourbillon.

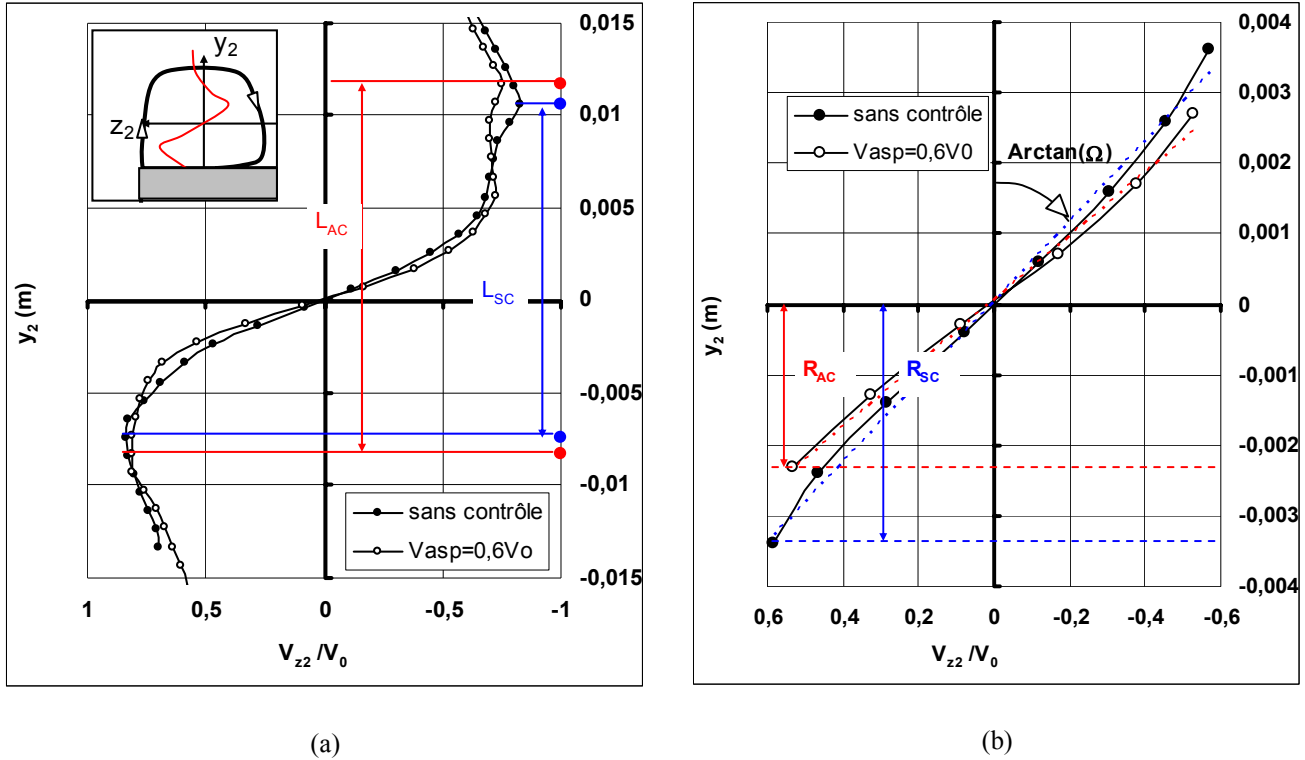


Figure 3.50- Profils verticaux de vitesse azimutale relevés dans le plan transversal situé à l'abscisse réduite $x_2/l=0,5$ (a) Dans la structure T_2 (b) Dans le cœur de la structure T_2

2.2.2.2- Profils de vitesse axiale et de perte de pression statique

La vitesse axiale est relevée dans le cœur tourbillonnaire à l'abscisse réduite $x_2/l=0,5$, avec et sans contrôle, et les résultats sont reportés Figure 3.51.a. Les profils de vitesse axiale ne sont pas modifiés de façon significative lorsque l'aspiration est appliquée. Les profils obtenus sans contrôle et avec contrôle présentent une structure de type jet, avec une vitesse V_x au centre du tourbillon supérieure à la vitesse V_0 de référence. Les résultats indiquent cependant un décalage des creux de vitesse axiale, situés de part et d'autre du cœur tourbillonnaire, qui s'éloignent de l'axe tourbillonnaire lorsque l'aspiration est appliquée (Figure 3.51.a). Ce décalage est associé à l'augmentation de la distance L entre les extrema de vitesse azimutale mise en évidence Figure 3.50.a. Enfin, les profils de coefficient de perte de pression statique (Figure 3.51.b) indiquent que les pertes de pression statique sont plus importantes dans le cœur tourbillonnaire lorsque l'aspiration est appliquée : $C_p=-2$ au centre ($y_2=0$) sans contrôle contre $C_p=-2,2$ avec aspiration. Ce résultat est associé de façon classique à l'augmentation de la rotation dans le cœur tourbillonnaire, mis en évidence Figure 3.50.b. En revanche, en s'éloignant du cœur tourbillonnaire, pour $y_2>0,005$ ou $y_2<-0,005$, l'effet s'inverse et la pression statique relevée sans contrôle est inférieure à la pression statique relevée avec aspiration (Figure 3.51.b). Ainsi, au voisinage de la paroi, pour $y_2<-0,013$, le coefficient de perte de pression statique passe de $C_p=-0,98$ sans contrôle à $C_p=-0,72$ avec aspiration ((i) Figure 3.51.b). Ce résultat met en évidence une augmentation de la pression statique sous le tourbillon, au niveau de la paroi, associée à la réduction de la section transversale du cœur tourbillonnaire.

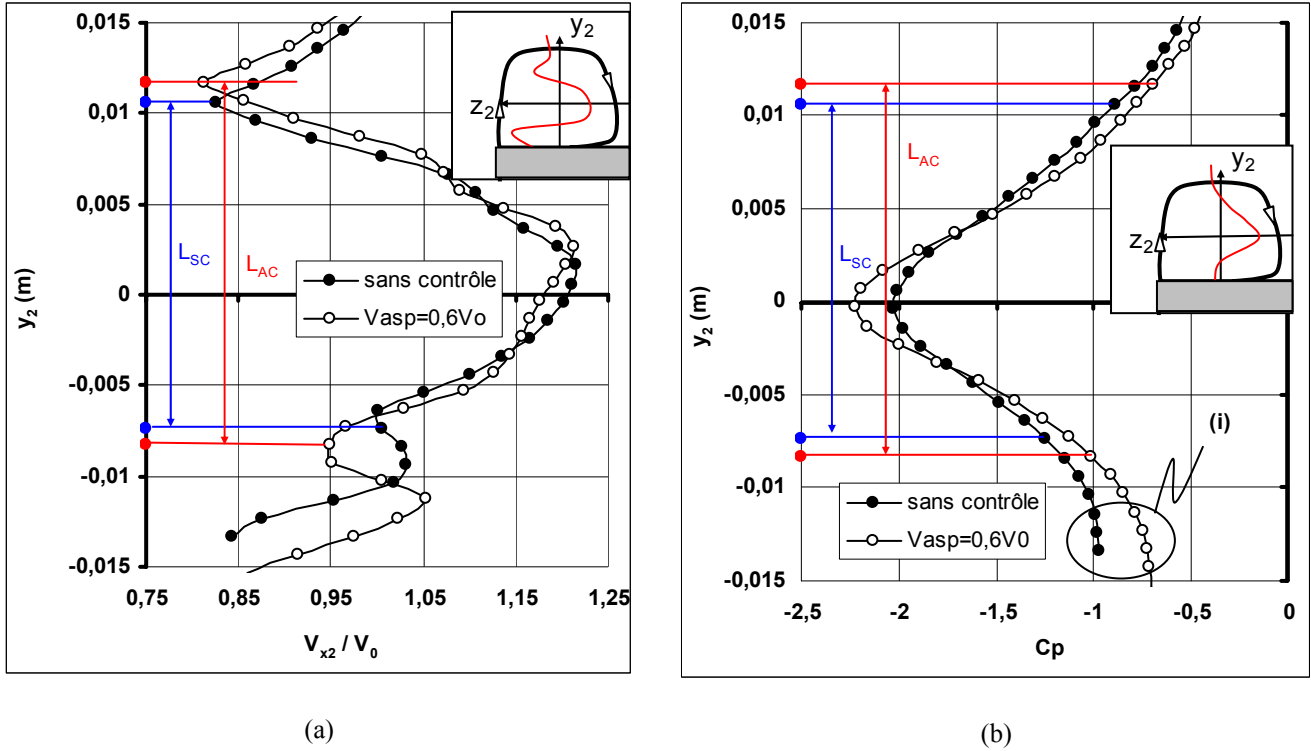


Figure 3.51- Profils verticaux relevés dans la structure T_2 (plan transversal situé à l'abscisse réduite $x_2/l=0.5$) (a) Vitesse axiale (b) Coefficient de perte de pression statique

L'influence du tourbillon sur la paroi de la lunette arrière, avec aspiration, est analysée à partir du coefficient de perte de pression statique, relevé selon la projection de l'axe du tourbillon sur la paroi de la lunette arrière (l'axe x_4 est défini Figure 3.52). La rotation de la structure tourbillonnaire induit une zone de dépression sur la paroi mise en évidence Figure 3.46.a. En l'absence d'aspiration, la pression statique diminue du haut de la lunette arrière à l'abscisse réduite $x_4/l < 0.25$ ($C_p = -0.85$ pour $x_4/l = 0.05$ et $C_p = -1.1$ pour $x_4/l = 0.25$, Figure 3.52). Cette décroissance est associée à une augmentation de la vorticité au sein de la zone de cisaillement. Pour $x_4/l > 0.3$, la structure du tourbillon est établie et l'axe tourbillonnaire s'éloigne de la paroi, son influence sur la paroi diminue et la pression pariétale augmente ($C_p = -0.35$ pour $x_4/l = 0.95$).

L'aspiration introduit une dépression supplémentaire sur le haut de la lunette arrière ($C_p = -1.5$ à -1.2). Cette dépression est associée à l'augmentation de la vorticité dans le tourbillon en présence de l'aspiration, déjà évoquée dans le paragraphe précédent. L'évolution du coefficient de perte de pression statique est ensuite croissante, dans la direction x_4 , sur toute la longueur de la lunette arrière, ce qui suggère que la structure du tourbillon s'établit plus haut sur la lunette arrière en présence de l'aspiration. La pression statique relevée avec aspiration est alors plus importante avec aspiration, pour $x_4/l > 0.3$. Cette recompression observée sous le tourbillon (Figure 3.46.b, Figure 3.51.b et Figure 3.52)), est associée à la limitation du développement transversal du cœur tourbillonnaire évoqué dans le paragraphe précédent (Figure 3.50.b). Cette recompression permet de réduire la contribution des structures longitudinales à la traînée de pression.

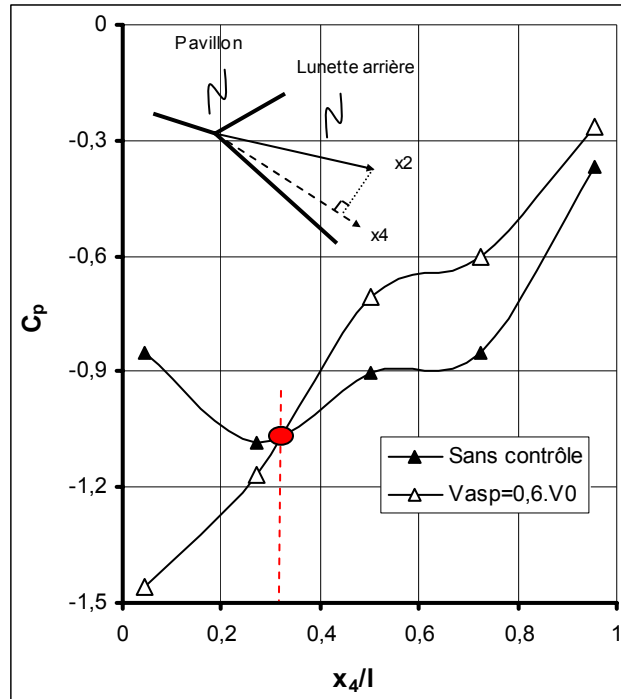


Figure 3.52- Relevé de pression statique pariétale selon la projection de l'axe du tourbillon longitudinal sur la lunette arrière

En résumé, l'aspiration augmente la rotation du fluide dans le cœur tourbillonnaire (Figure 3.50.a) et donc les pertes énergétiques volumiques associées. Selon la relation d'Onorato, l'aspiration a donc tendance à dégrader la traînée aérodynamique associée aux structures longitudinales. Cependant, l'analyse met également en évidence une remontée de pression statique pariétale sous l'axe du tourbillon (Figure 3.46.b, Figure 3.51.b et Figure 3.52), associée à la réduction du rayon visqueux du tourbillon (Figure 3.50.b). Cette recompression locale de l'écoulement sur la lunette arrière contribue à la réduction de la traînée de pression et peut compenser les pertes énergétiques volumiques. Ce résultat n'a cependant pas été démontré et nécessite des développements supplémentaires.

2.2.3- Influence de l'aspiration sur l'écoulement au culot

L'influence de l'aspiration sur la topologie de l'écoulement dans le sillage proche est analysée à partir des cartographies des pertes de pression totale et des lignes de courant, relevées dans le plan longitudinal médian, sans contrôle (Figure 3.53.a) et avec contrôle (Figure 3.53.b).

Au niveau de la lunette arrière et dans le plan longitudinal médian, les lignes de courant issues du pavillon s'enroulent autour d'un centre tourbillonnaire C_3 , dans la zone décollée (Figure 3.53.a et Figure 3.53.b). Un foyer d'émission (F sur la Figure 3.53.b), mis en évidence par la cartographie des lignes de courant, sur le bas de la lunette arrière, fait apparaître un point selle S_2 (Figure 3.53.a et Figure 3.53.b). Les filets fluides issus de la lunette arrière et du soubassement s'enroulent ensuite au niveau du culot en 2 structures transversales contra rotatives de centre tourbillonnaire C_1 et C_2 . La rotation de ces 2 structures fait apparaître un point selle S_1 , situé à $x/h_c=0,88$ en aval du culot (avec h_c la hauteur du culot, Figure 3.53.a), qui marque la fin de la zone de recirculation dans le sillage de la géométrie. Enfin, le point d'attachement N est situé sur le bas du culot, à l'ordonnée réduite $y_N/h_c=-0,37$. La structure tourbillonnaire associée au centre tourbillonnaire C_2 (sur le bas du culot) est en effet moins développée, du fait du déficit de vitesse dans le soubassement, mis en évidence par Chometon *et al.* [Cho96].

Lorsque l'aspiration est appliquée (Figure 3.53.c), la zone décollée de lunette arrière disparaît et les lignes de courant restent parallèles à la surface de la lunette arrière. Ces résultats ont déjà été abordés dans les parties précédentes. L'augmentation de la vitesse sur la lunette arrière, mise en évidence Figure 3.37, se traduit par un accroissement de la vorticité dans la structure de centre tourbillonnaire C_1 . L'interaction entre les 2 tourbillons et la paroi entraîne alors un déplacement des centres tourbillonnaire et du point d'attachement (Figure 3.53.c). La position des centres tourbillonnaires C_1 et C_2 , ainsi que du point d'attachement N, relev e avec et sans contrôle est donn e tableau 3.4.

	X_{C1}/h_c	X_{C2}/h_c	Y_{C1}/h_c	Y_{C2}/h_c	Y_N/h_c
Sans contrôle	0,17	0,32	0	-0,38	-0,34
Avec contrôle	0,47	0,49	0,17	-0,34	-0,23

Tableau 3.4: Récapitulatif des positions des points C_1 , C_2 et N avec et sans contrôle

Les résultats reportés tableau 3.4 indiquent que les centres tourbillonnaires C_1 et C_2 se déplacent vers l'aval lorsque l'aspiration est activée, et qu'ils s'alignent sur la même abscisse réduite $x/h_c=0.48$. La structure de centre tourbillonnaire C_1 reste cependant plus importante et le point d'attachement N est situé sur le bas du culot. La position relative des centres tourbillonnaires dans la direction verticale tend cependant à s'homogénéiser autour de la position médiane $y/h_c=0$, et le point d'attachement N remonte sur le culot. Les résultats reportés tableau 3.4 et Figure 3.53 suggèrent alors que l'aspiration permet de symétriser l'écoulement au niveau du culot.

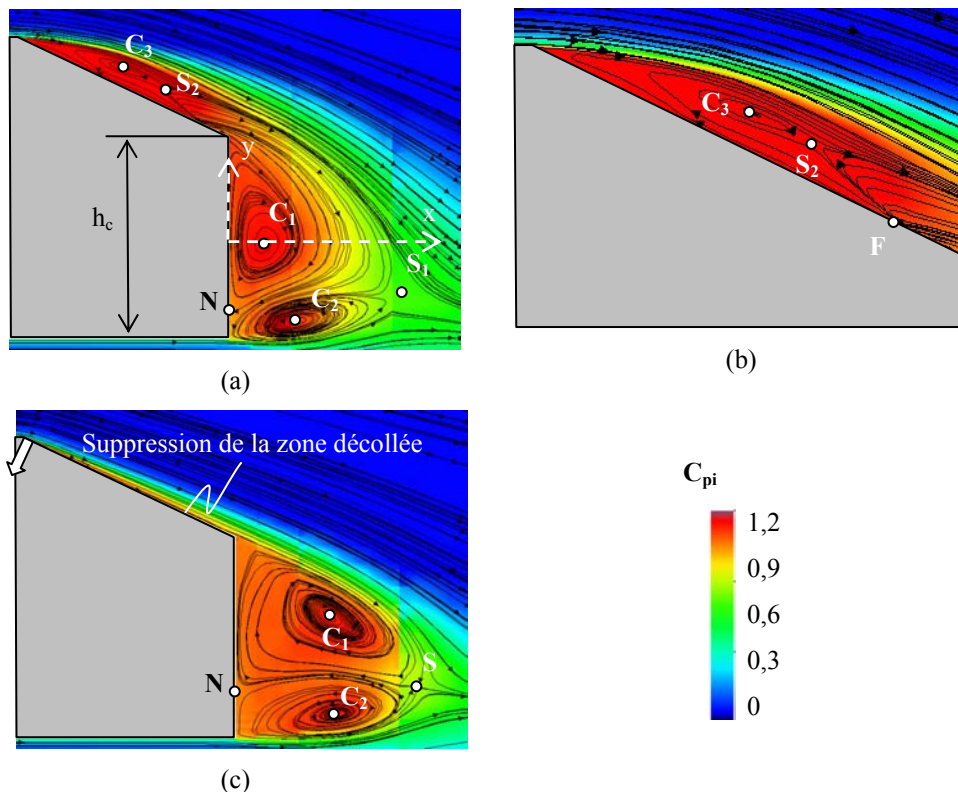


Figure 3.53- Cartographies des pertes de pression totale relev es dans le plan longitudinal médian (a) sans contrôle (b) sans contrôle sur la lunette arrière (c) avec contrôle

Les résultats précédents sont complétés Figure 3.54 par un profil de perte de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à l'abscisse réduite $x/h_c=0.25$ en aval du culot. L'origine de l'axe vertical est fixée au centre du culot, conformément à la Figure 3.53.a et les grandeurs sont adimensionnées par la hauteur h_c du culot.

Les résultats reportés Figure 3.54 mettent en évidence la réduction de la section transversale de sillage déjà identifiée sur une configuration bidimensionnelle (chap. 3.2 § 1). Le développement transversal du sillage est ainsi arbitrairement caractérisé par la longueur S pour laquelle le coefficient de perte de pression totale est supérieure à 0.1 (voir Figure 3.54). Ce critère permet de déterminer les sections transversales de sillage sans contrôle ($S_{SC}=1,41h_c$) et avec contrôle ($S_{AC}=1,22h_c$).

Pour $-0.4 < y/h_c < 0.3$, la suppression de la zone décollée sur la lunette arrière ne modifie pas les pertes de pression totale de façon significative, et le coefficient de perte de pression totale ($C_{pi}=1,1$) reste quasi uniforme, avec ou sans contrôle. La quasi uniformité de la pression totale donne alors, pour $-0.4 < y/h_c < 0.3$:

$$P_{SC} + \rho \frac{V_{SC}^2}{2} = P_{AC} + \rho \frac{V_{AC}^2}{2} = C^{ste} \quad (3.42)$$

avec P_{SC} et P_{AC} les pressions statique relevées respectivement sans contrôle et avec contrôle, V_{SC} et V_{AC} les vitesses associées.

Conformément à la relation (3.42) les profils de vitesse et de pression statique sont alors relevés dans le plan longitudinal médian au niveau du culot (à l'abscisse réduite $x/h_c=0.005$, Figure 3.55). Les résultats font apparaître une zone de survitesse autour du centre du culot (Figure 3.55.a en $y/h_c=0$) observée avec et sans aspiration, qui correspond à la structure de centre C_1 (Figure 3.53.a et Figure 3.53.b). Le profil de vitesse obtenu avec aspiration est cependant plus homogène, et les survitesses observées au centre du culot sont moins importantes : $V=0.29V_0$ sans contrôle contre $V=0.15V_0$ avec contrôle. La vitesse décroît ensuite en se rapprochant de l'arête haute du culot (située en $y/h_c=0.5$). Cette décroissance est associée à la présence du point de décollement du fluide sur le haut du culot (voir Figure 3.53.a et Figure 3.53.b). La vitesse décroît plus rapidement en se déplaçant en direction de l'arête basse (située à $y/h_c=-0.5$), et un minimum local est atteint au niveau du point d'attachement N (N_{SC} sans contrôle, N_{AC} avec contrôle, voir Figure 3.55.a). Dans le cas contrôlé, un plateau de vitesse ((ii) sur la Figure 3.55.a, avec $V=0.05V_0$) apparaît au voisinage du point d'attachement N_{AC} , qui correspond à la structure de centre C_2 , moins énergétique. Ce plateau n'apparaît pas dans le cas sans contrôle puisque le point d'attachement N_{SC} est situé plus bas sur le culot. Globalement, l'aspiration se traduit par une diminution de la vitesse dans le sillage proche, qui entraîne une remontée de pression statique sur la paroi du culot, selon la relation (3.42). La Figure 3.55.b permet de vérifier cette tendance pour $y/h_c > -0.3$. La distribution de pression statique obtenue avec contrôle est homogène sur tout la hauteur du culot, avec $C_{pmoy}=-0.11$. Pour l'écoulement sans contrôle, et pour $y/h_c > 0.25$, la pression statique moyenne est inférieure à celle obtenue avec contrôle, avec $C_{pmoy}=-0.17$. La présence du point d'attachement N sur le bas du culot, qui induit une zone de faibles vitesses (voir Figure 3.55.a), entraîne une remontée de pression statique conformément à la relation (3.42) (zone (iii) Figure 3.55.b). La pression statique relevée sans contrôle devient alors supérieure à la pression statique obtenue avec contrôle pour $y/h < -0.3$.

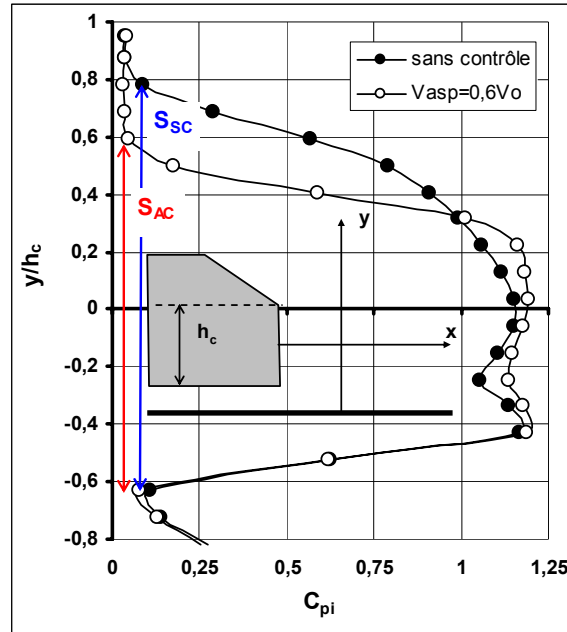


Figure 3.54- Distribution transversale du coefficient de perte de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à $x/h_c=0,25$

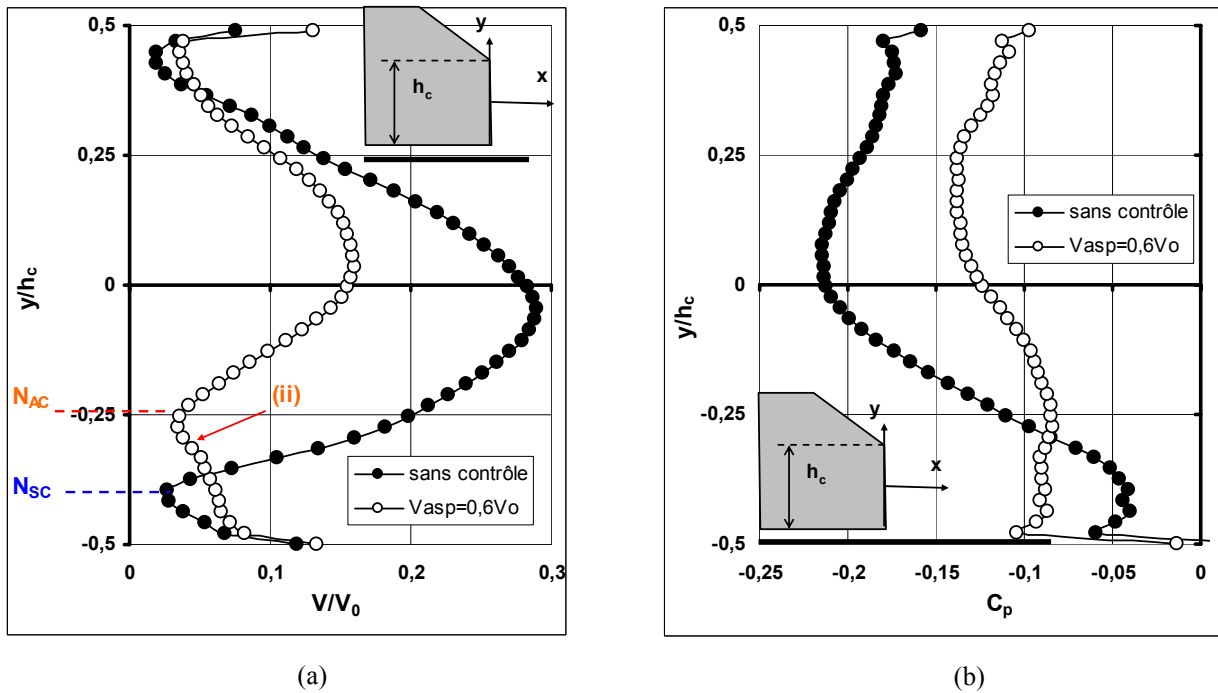


Figure 3.55- Distribution transversale de vitesse et de pression statique au niveau du culot ($x/h_c=0,005$) sans contrôle et avec contrôle (a) Vitesse (b) pression statique

L'effet global de l'aspiration sur la traînée aérodynamique est analysé dans la partie suivante pour quantifier la performance du contrôle par aspiration. Plusieurs vitesses d'aspiration sont testées afin d'optimiser le rendement entre l'énergie économisée grâce à la réduction de traînée, et l'énergie utilisée pour générer l'aspiration.

2.3- Analyse de la traînée obtenue avec et sans contrôle

L'influence du contrôle est analysée à partir des valeurs moyennes du coefficient de traînée aérodynamique, calculée entre les temps $t_1=0.06s$ et $t_2=0.021s$. La valeur moyenne est de $\overline{C_x}=0.31$, avec un écart type $E_t=8.10^{-3}$, donné par :

$$E_t = \left[\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\overline{C_x} - C_{xk})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.43)$$

où N représente le nombre de point de mesure, $\overline{C_x}$ la valeur moyenne du coefficient de traînée et C_{xk} sa valeur instantanée pour chaque point de mesure. Cette valeur est comparée à des valeurs obtenues par voie expérimentale et numérique (tableau 3.5), pour le même nombre de Reynolds Re .

La valeur proposée par Ahmed *et al.* [Ahm84] est la plus faible ($\overline{C_x}=0,24$). Elle est obtenue par extrapolation des résultats obtenus pour 3 expérimentations où la lunette arrière est inclinée à 0° , 12.5° et 30° . Les résultats reportés sur le tableau 2 suggèrent alors une valeur moyenne de $\overline{C_x}=0,285$ pour un écoulement à $Re=2,8.10^6$ et une lunette arrière inclinée à 25° [Lie02][Kra04]. La présente simulation surévalue donc la valeur de la traînée de 11% ($\overline{C_x}=0,31$). La différence observée est associée à la géométrie utilisée dans la présente étude qui ne prend pas en compte la face arrondie à l'avant du corps de Ahmed (Figure 3.33). Dans le cadre de la présente étude, l'objectif est de reproduire correctement les structures tourbillonnaires de culot pour pouvoir par la suite les contrôler. Cet aspect a été vérifié dans la première partie du chapitre, et les performances du contrôle sont exprimées dans la suite du document à partir des pourcentages de réduction obtenus par rapport au cas sans contrôle.

Auteurs	Simulation	Re	$\overline{C_x}$
Ahmed <i>et al.</i> [Ahm84]	Expérimental	$2,8.10^6$	0,24
Gilliéron <i>et al.</i> [Gil97]	Numérique	$4,2.10^6$	0,28
Lienhart <i>et al.</i> [Lie02]	Expérimental	$2,8.10^6$	0,285
Krajnovic <i>et al.</i> [Kra04]	Numérique (LES)	$2,8.10^6$	0,292
Présent travail	Numérique (LBM)	$2,8.10^6$	0,31

Tableau 3.5 - Comparaison des coefficients de traînée obtenus par voie expérimentale et numérique, donnés par ordre chronologique

Le calcul de la traînée s'effectue par intégration des efforts de pression, de turbulence (tenseur $\overline{\tau_t}$) et de viscosité (tenseur $\overline{\tau_v}$) sur la surface S_c de la géométrie, selon la relation :

$$F_x = \left(\iint_{S_c} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_c} (\bar{\tau}_t + \bar{\tau}_v) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \right) \cdot \vec{x} \quad (3.44)$$

Cependant, dans le cadre de cette simulation, l'aspiration est modélisée par une condition de vitesse appliquée sur la section de la fente, et le circuit d'évacuation de l'air n'est pas représenté. Ainsi, la composante de traînée associée à la répartition de pression, de viscosité et de turbulence dans le circuit interne n'est pas prise en compte. Afin de modéliser cette contribution, il est décidé arbitrairement de considérer la section de contrôle comme un solide dans le calcul de la traînée, et de prendre en considération les efforts appliqués sur cette surface solide fictive. La Figure 3.56 représente alors les coefficients moyens de traînée obtenus pour chaque vitesse d'aspiration ($V_{asp}=0,375V_0$ (15 m.s⁻¹), $V_{asp}=0,6V_0$ (24 m.s⁻¹), $V_{asp}=V_0$ (40 m.s⁻¹) et $V_{asp}=1,5V_0$ (60 m.s⁻¹)) en prenant ou non en compte les répartitions de pression, de turbulence et de viscosité sur cette surface fictive. Les écarts types Et associés à la moyenne sont reportés sur chaque point de mesure. Compte tenu des pertes de pression statique importantes sur la fente d'aspiration, les résultats montrent que la valeur de la traînée augmente lorsque la fente est prise en compte, et la traînée introduite par la fente augmente avec la vitesse d'aspiration. Dans la suite du document, la traînée aérodynamique sera alors systématiquement calculée dans ce cas pénalisant où la fente est considérée comme solide.

Les résultats reportés Figure 3.56 mettent alors en évidence une vitesse singulière d'aspiration, $V_{asp}=0,6V_0$, qui définit 2 phases dans l'évolution de la réduction de traînée en fonction de la vitesse d'aspiration.

Dans la première phase (phase 1 sur la Figure 3.56), la performance du contrôle augmente très rapidement avec la vitesse d'aspiration. Les gains obtenus sont de 12.7 % pour $V_{asp}=0.375 V_0$ et 17.2 % pour $V_{asp}=0,6V_0$. Ces résultats suggèrent des modifications importantes dans la topologie de l'écoulement pour $V_{asp}<0.6V_0$. La topologie de l'écoulement est alors représentée Figure 3.57 par la surface d'iso perte de pression totale ($C_{pi}=1.22$) obtenue pour $V_{asp}=0,375 V_0$, complétée par la cartographie des lignes de frottement. Cette visualisation est comparée aux visualisations données pour l'écoulement sans contrôle (Figure 3.44.a) et pour $V_{asp}=0.6V_0$ (Figure 3.44.b), et permet de préciser les mécanismes du contrôle par aspiration, dans la problématique présentée ici. Pour la géométrie considérée, la ligne de séparation du fluide est fixée par l'arête sur le haut de la lunette arrière, et l'aspiration ne permet donc pas de reporter le décollement vers l'aval, contrairement aux résultats obtenus sur un cylindre [Bou03][Fou04]. Les résultats donnés Figure 3.57 montrent que l'application de l'aspiration, avec $V_{asp}=0.375V_0$, entraîne le recollement de l'écoulement sur le milieu de la lunette arrière ; la ligne d'attachement se déplace en direction de l'arête haute de la lunette arrière lorsque l'aspiration est appliquée (Figure 3.57), ce qui entraîne une réduction du volume de la zone décollée sans pour autant permettre de l'éliminer complètement. Les pertes de pression totales associées à la circulation du fluide dans la zone décollée sont alors réduites et le développement de la zone 1 définie Figure 3.46.a est limitée : La pression statique pariétale augmente en moyenne sur la lunette arrière. Ces modifications expliquent la réduction de traînée observée Figure 3.56 (-12.7 %). Cependant, les modifications obtenues sont moins importantes que dans le cas où la zone décollée est totalement éliminée, pour $V_{asp}=0.6V_0$, et la topologie de l'écoulement varie rapidement avec la vitesse d'aspiration.

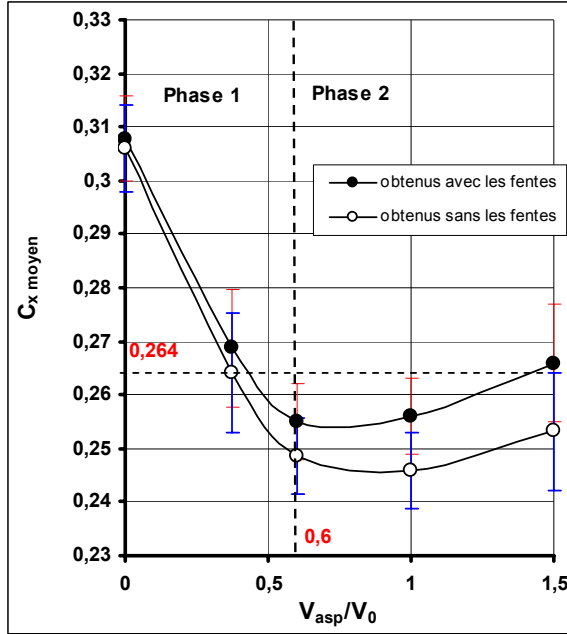


Figure 3.56 – Evolution de la réduction de traînée obtenue en fonction de la vitesse d'aspiration.

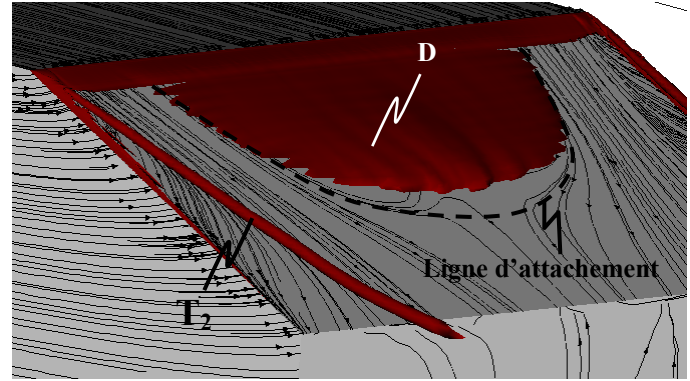


Figure 3.57- Pertes de pression totale ($C_{pi}=1,22$) sur la lunette arrière et cartographie des les lignes de frottement relevées pour $V_{asp}=0,375V_0$

Dans la deuxième phase (phase 2 Figure 3.56), la traînée aérodynamique a au contraire tendance à augmenter. Les gains en traînée obtenus sont de 17.2% pour $V_{asp}=0,6V_0$ et 13.6% pour $V_{asp}=1,5V_0$. L'écoulement est en effet complètement recollé sur la lunette arrière pour $V_{asp}=0,6V_0$ (Figure 3.44.b) et le fait d'augmenter la vitesse d'aspiration entraîne ensuite une augmentation des pertes de pression totale au voisinage de la fente, sans pour autant limiter la section transversale du sillage ou augmenter la distribution pariétale de pression statique sur la lunette arrière.

Les variations des efforts portants (F_y) et latéraux (F_z) en fonction de la vitesse d'aspiration sont de l'ordre de 1%, et le contrôle par aspiration n'influence pas ces composantes de façon significative.

L'évolution des réductions de traînée obtenues en fonction de la vitesse d'aspiration (Figure 3.56) met ainsi en évidence une vitesse d'aspiration optimale en terme de réduction de traînée ($V_{asp}=0,6V_0$). Les résultats sont donc similaires à ceux observés en 2D (voir section 1.4). Cependant, ce résultat doit également être étudié à partir des puissances mises en œuvre pour générer l'aspiration. En effet, pour des solutions actives de contrôle où une source extérieure d'énergie est nécessaire, le rendement de la solution est un paramètre prépondérant. La solution n'est pas viable si l'énergie consommée est supérieure à l'énergie économisée. Dans ce contexte, les résultats sont analysés à partir de l'efficacité ξ du contrôle, définie par :

$$\xi = \frac{P_{ec}}{P_c} \quad (3.45)$$

où P_{ec} et P_c représente respectivement la puissance économisée par le biais de la réduction de traînée, et la puissance consommée par l'aspiration.

La puissance consommée par l'aspiration est déterminée à partir du débit volumique aspiré Q_v et des pertes de charges ΔP_i estimées au niveau de la fente d'aspiration, avec :

$$\begin{cases} Q_v = S_{asp} V_{asp} \\ \Delta P_i = K \cdot \frac{\rho V_{asp}^2}{2} \\ P_c = \Delta P_i * Q_v \end{cases} \quad (3.46)$$

où S_{asp} représente la section de contrôle et K un coefficient de perte de charge associé au système d'aspiration utilisé.

La puissance économisée grâce au contrôle est donnée par :

$$P_{ec} = \Delta F_x * V_0 \quad (3.47)$$

où ΔF_x représente la réduction de traînée introduite par l'aspiration.

D'après les relations (3.44), (3.45) et (3.46) l'efficacité du contrôle est donnée par :

$$\xi = 2 \frac{\Delta F_x V_0}{K \rho V_{asp}^3 S_{asp}} \quad (3.48)$$

Le système d'aspiration n'est pas connu a priori et le coefficient K permet d'envisager plusieurs gammes de perte de charge. Les résultats proposés par Id'ElCik [Id86] suggèrent $K=2$ dans le cas d'un passage de fluide à travers une fente. Afin de prendre en compte les pertes de charges en amont de la fente (tuyau, coude...), la constante K est fixée arbitrairement à $K=5$, et l'efficacité du contrôle est calculée pour chaque vitesse d'aspiration à partir de la relation (3.47) (voir Figure 3.58). Les résultats montrent que le contrôle est optimal pour $V_{asp}=0,375V_0$. La puissance économisée est alors 41 fois supérieure à la puissance consommée. L'efficacité se dégrade ensuite pour des vitesses d'aspiration supérieures, mais restent supérieures à $\xi_c=1$. Le contrôle est donc toujours rentable pour cette gamme de vitesse. Il est intéressant de remarquer que l'efficacité est maximale pour une vitesse correspondant à la phase 1 identifiée Figure 3.56, c'est-à-dire une vitesse d'aspiration pour laquelle la couche limite n'est pas totalement recollée. Les résultats donnés Figure 3.56 et Figure 3.58 sont donc complémentaires.

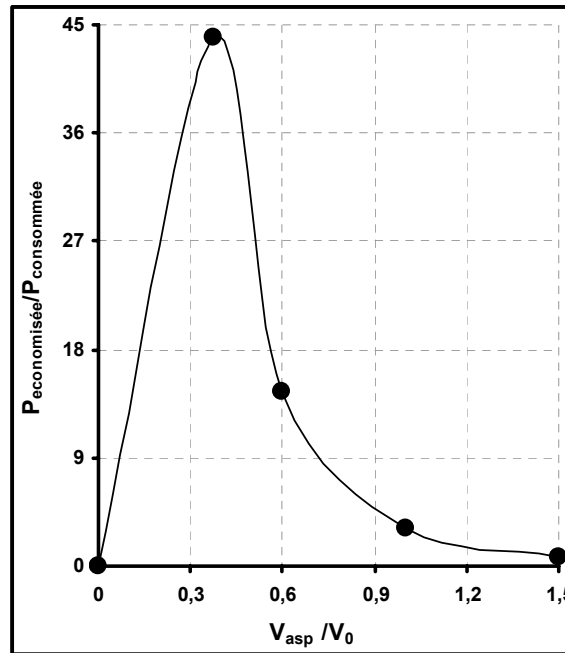


Figure 3.58- Efficacité ξ du contrôle en fonction de la vitesse d'aspiration

L'efficacité critique $\xi_c=1$ permet de déterminer un coefficient critique K_c au-delà duquel le contrôle n'est plus rentable.

$$K_c = 2 \frac{\Delta F_x V_0}{\xi_c \rho V_{asp}^3 S_{asp}} \quad (3.49)$$

Ce coefficient critique caractérise les pertes de charge maximales acceptables pour le système d'aspiration. Dans le cas optimal, $V_{asp}=0,375V_0$, le coefficient de perte de charge critique est de $K_c=205$. Ce résultat met en évidence l'intérêt de la solution d'aspiration qui fonctionne à très faible débit, et permet donc d'envisager des pertes de charge très importantes, tout en restant efficace.

2.4- Conclusion

Les résultats identifiés par voie numérique 2D sont testés dans cette partie sur une géométrie tridimensionnelle afin de prendre en compte le développement des structures longitudinales sur les arêtes latérales de la lunette arrière. Les gains de traînée obtenus sont discutés à travers l'analyse des différentes structures tourbillonnaires qui interagissent dans le sillage du véhicule : la zone décollée de lunette arrière, les structures tourbillonnaires longitudinales et l'écoulement au culot.

Les résultats corroborent la majeure partie des conclusions 2D (§ 1.4). Ainsi, l'aspiration crée localement une dépression importante au niveau de la ligne de séparation sur le haut de la lunette arrière et permet de supprimer la zone décollée. Une étude paramétrique indique que le recollement a lieu pour une vitesse d'aspiration de $0,6V_0$. La suppression de la zone décollée de lunette arrière se traduit alors par une réduction des pertes d'énergie volumique associées au mouvement de recirculation dans la zone décollée, une réduction de la section transversale de sillage et une augmentation moyenne de la distribution de pression statique sur la lunette arrière. Conformément aux résultats 2D, l'application de l'aspiration et la suppression de la zone décollée entraînent également une recompression de l'écoulement au niveau du culot.

L'influence de la ligne d'aspiration localisée sur le haut de la lunette arrière sur la topologie des structures longitudinales est également étudiée. Les résultats montrent que l'aspiration favorise l'épanouissement du jet, mais entraîne également une réduction du rayon visqueux. Ces résultats sont respectivement associés à une augmentation de la vorticit   et des pertes de pression totale dans le tourbillon et à une réduction des pertes de pression statique pari  tale sous l'axe du tourbillon. Ces modifications sont cependant n  gligeables devant la suppression de la zone décollé, et l'aspiration ne semble pas influencer la dynamique des structures longitudinales de fa  on significative.

Les gains de traîné associ  s    ces modifications sont de l'ordre de 17% et l'augmentation de la vitesse d'aspiration, pour $V_{asp}>0,6V_0$, ne permet pas d'am  liorer ce gain de fa  on significative. De m  me, les gains en traîné diminuent rapidement lorsque la vitesse d'aspiration devient inf  rieure    $0,6V_0$. La zone décollé n'est alors pas totalement supprimé, mais l'aspiration permet quand m  me de r  duire son volume et d'obtenir des gains de l'ordre de 13%. Compte tenu de la puissance consommé pour g  n  rer l'aspiration, la vitesse d'aspiration qui maximise l'efficacit   du contr  le est cependant de $0,375V_0$. Pour cette vitesse, l'aspiration reste efficace pour d'importantes pertes de charge au niveau de la fente.

L'importance des pertes   nerg  tiques associés aux structures longitudinales sugg  re alors la mise en place de syst  mes de contr  le sp  cifiques qui permettent de limiter leur contribution au d  veloppement de la traîné a  rodynamique. L'utilisation de 2 fentes d'aspiration placés sur les ar  tes lat  rales de la lunette arri  re constitue ainsi une perspective int  ressante    m  me de r  duire, voire d'  liminer le d  veloppement de ces structures. L'utilisation

combinée de ces 2 configurations de contrôle pourrait entraîner d'importantes réductions dans la traînée aérodynamique.

3- Etude numérique 3D – Contrôle des tourbillons longitudinaux

Compte tenu des pertes énergétiques importantes au sein des structures longitudinales, mises en évidence dans la section 2.1, l'influence de fentes d'aspiration situées sur les arêtes latérales de lunette arrière est testée dans cette partie. L'objectif consiste à limiter la vitesse des particules fluides issues des parois latérales qui décollent le long des arêtes latérales de la lunette arrière, et à réduire ainsi l'énergie consommée par la rotation des tourbillons. Le moyen envisagé ici est d'imposer une vitesse qui s'oppose au mouvement naturel des particules fluides en plaçant 2 fentes d'aspiration de largeur $e=10^{-3}$ m le long des arêtes latérales de lunette arrière, conformément à la Figure 3.59. La longueur des fentes est donnée par $\lambda=0,99l$ où l représente la longueur de la lunette arrière, et l'aspiration s'effectue normalement à la paroi. Différentes vitesses d'aspiration sont testées, et les résultats sont analysés dans la suite du document.

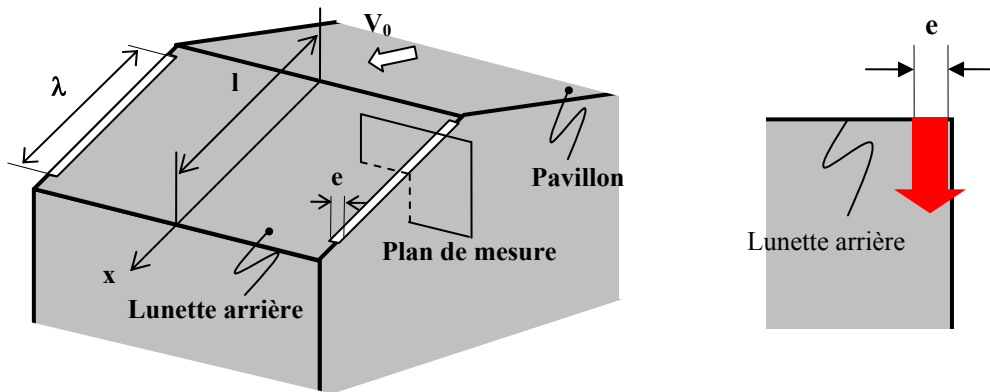


Figure 3.59- Configuration de contrôle étudiée.

3.1- Analyse de la topologie des tourbillons longitudinaux.

La topologie des structures longitudinales est analysée dans un premier temps à partir de cartographies de lignes de courant, de perte de pression totale, de perte de pression statique et de vorticité relevées dans des plans transversaux situés sur l'arête latérale droite (vue de l'arrière), aux abscisses réduites $x/l=0,2$ et $x/l=0,75$ (Figure 3.59).

Les lignes de courant relevées dans les plans situés à $x/l=0,2$ (Figure 3.60) et $x/l=0,75$ (Figure 3.61) montrent que le tourbillon se forme plus haut sur la lunette arrière dans le cas non contrôlé. Pour $x/l=0,2$, elles s'enroulent autour d'un centre tourbillonnaire C_1 qui n'apparaît pas dans les cas contrôlés (Figure 3.60). En $x/l=0,75$, les cartographies ne font pas apparaître de différences significatives entre le cas non contrôlé et le cas contrôlé, pour $V_{asp}/V_0=1$ (Figure 3.61 (a) et (b)). La structure tourbillonnaire est bien formée et deux centres tourbillonnaires C_1 et C_2 apparaissent. En revanche, dans le cas où $V_{asp}/V_0=1,5$, le tourbillon n'est toujours pas formé pour $x/l=0,75$ (Figure 3.61 (c)).

Ces résultats suggèrent le report de la formation des structures tourbillonnaires longitudinales vers l'aval lorsque l'aspiration est appliquée. Pour $V_{asp}=1,5V_0$, la structure longitudinale semble complètement éliminée.

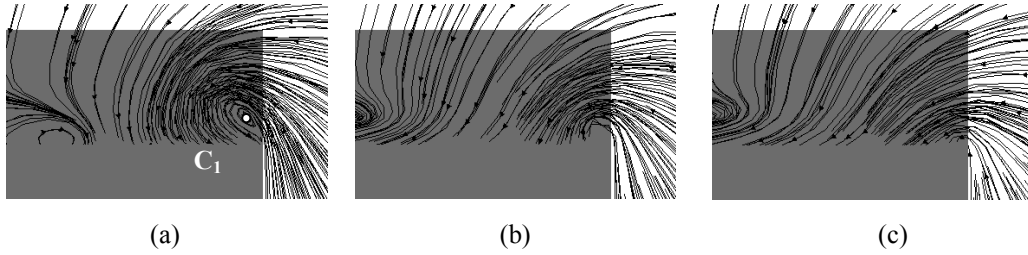


Figure 3.60- Cartographie des lignes de courant relevée dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.2$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$

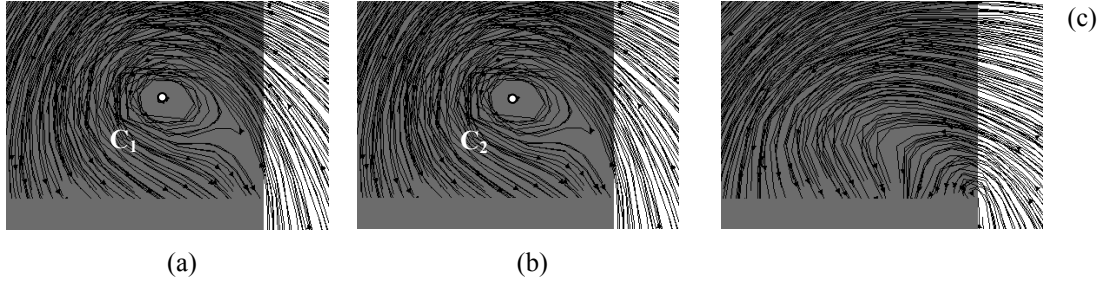


Figure 3.61- Cartographie des lignes de courant relevée dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$

Les cartographies de vorticité axiale, relevées pour $x/l=0,75$ et reportées Figure 3.62, permettent de compléter les résultats précédents. L'aspiration impose localement une vitesse opposée à la vitesse des particules fluides issues des parois latérales de la géométrie. Elle génère ainsi de la vorticité dans le plan transversal (structure (1) sur la Figure 3.62 (b) et (c)). La vorticité relevée au niveau de la fente augmente de façon importante lorsque l'aspiration est appliquée : $\omega_x=14.5.10^3 \text{ s}^{-1}$ sans contrôle, $\omega_x=59.2.10^3 \text{ s}^{-1}$ pour $V_{asp}=V_0$ et $\omega_x=89.10^3 \text{ s}^{-1}$ pour $V_{asp}=1,5V_0$. La composante de vitesse verticale V_y , associées aux particules qui proviennent des parois latérales et alimentent la rotation du tourbillon, décroît lorsque l'aspiration est appliquée, et la vorticité associée au cœur tourbillonnaire (structure (2) sur la Figure 3.62 (b) et (c)) est ainsi réduite. La vorticité maximale relevée dans le cœur tourbillonnaire est de $\omega_{x\max}=12.10^3 \text{ s}^{-1}$ sans contrôle, $\omega_{x\max}=8.7.10^3 \text{ s}^{-1}$ pour $V_{asp}=V_0$ et $\omega_{x\max}=3,2.10^3 \text{ s}^{-1}$ pour $V_{asp}=1.5V_0$. Enfin, la présence de l'aspiration sur l'arête latérale entraîne l'épanouissement d'une structure longitudinale contrarotative qui n'apparaît pas dans le cas sans contrôle (structure (3) sur la Figure 3.62 (b) et (c)).

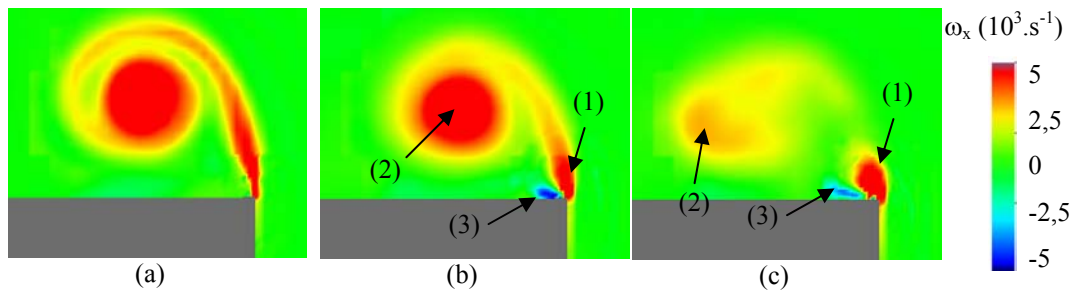


Figure 3.62- Cartographie de vorticité (selon x) relevée dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$

La réduction de la vorticité dans le cœur tourbillonnaire modifie la répartition de pression statique dans le tourbillon. Sur le haut de la lunette arrière, pour $x/l=0.2$, le cœur tourbillonnaire identifiée Figure 3.60 (a) pour l'écoulement non contrôlé est associé à une zone de dépression, avec $C_p=-1,35$ (notée (i) sur la Figure 3.63 (a)). Lorsque l'aspiration est appliquée, le tourbillon se forme plus loin sur la lunette arrière, et la dépression observée le long de l'arête latérale est

plus vraisemblablement due à la proximité de la fente d'aspiration et de la zone de cisaillement ((ii) sur la Figure 3.63 (b) et (c)). Le coefficient de perte de pression statique relevée dans cette région est très faible, de l'ordre de $C_p = -4,5$ pour $V_{asp} = V_0$ et $C_p = -5,3$ pour $V_{asp} = 1,5 V_0$. Pour $x/l = 0,75$, cette zone de dépression est toujours présente dans les cas contrôlés ((ii) Figure 3.64 (b) et (c)) même si son développement est plus limitée. Elle est associée à la zone de vorticité (1) identifi e Figure 3.62 (b) et (c), et le coefficient de perte de pression statique reste très important, avec $C_p = -2,47$ pour $V_{asp} = V_0$ et $C_p = -5$ pour $V_{asp} = 1,5 V_0$. Cette zone n'apparaît pas dans le cas sans contrôle. En revanche, la réduction de la vorticité dans le cœur tourbillonnaire, identifi e précédemment (voir Figure 3.62), se traduit par une augmentation locale de la pression statique dans le cœur tourbillonnaire. Le coefficient de perte de pression statique est de $C_p = -1,86$ sans contrôle ((i) Figure 3.64 (a)) contre $C_p = -1,35$ pour $V_{asp} = V_0$. Pour $V_{asp} = 1,5 V_0$, le cœur tourbillonnaire n'est pas formé en $x/l = 0,75$, et la Figure 3.64 (c) ne fait pas apparaître de zone de dépression.

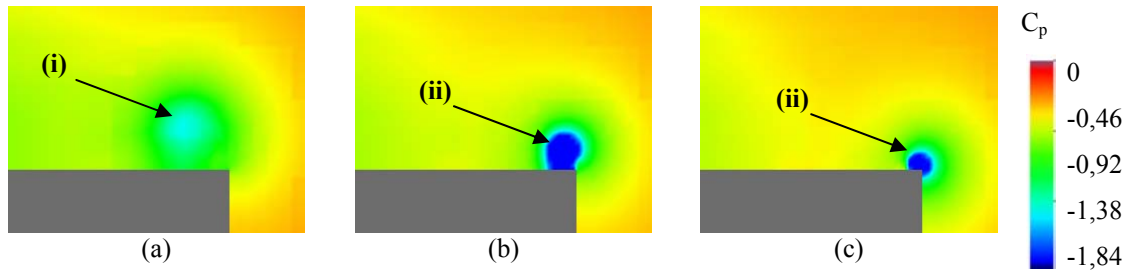


Figure 3.63- Cartographie de perte de pression statique relev e dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l = 0.2$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp} = V_0$ et (c) $V_{asp} = 1.5 V_0$

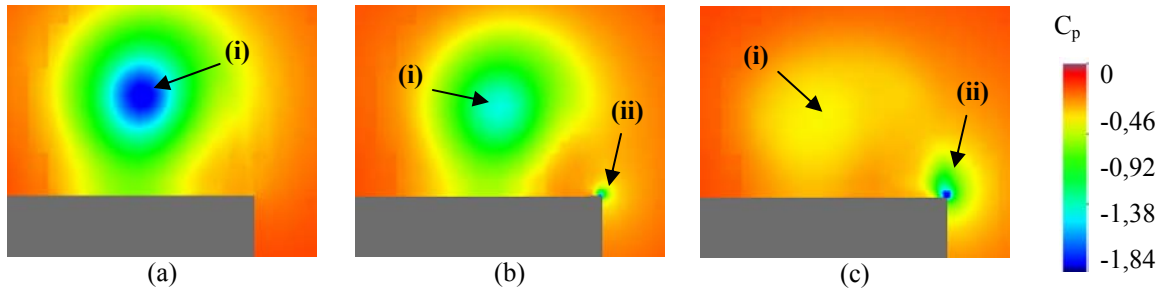


Figure 3.64- Cartographie de perte de pression statique relev e dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l = 0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp} = V_0$ et (c) $V_{asp} = 1.5 V_0$

L'influence de l'aspiration sur la topologie des structures tourbillonnaires longitudinales, identifi es à partir de cartographie dans les Figure 3.60   Figure 3.64 est reprise dans la suite du document à partir des profils de vitesse et de pression statique, relevés dans le cœur tourbillonnaire. La position de l'axe tourbillonnaire est similaire à celle obtenue sans contrôle, avec $\theta = 6^\circ$ (contre $\theta = 7^\circ$ sans contrôle, Figure 3.42) et $\beta = 7,6^\circ$ (contre $\beta = 7^\circ$ sans contrôle Figure 3.42). Cependant, le point de formation des structures est situé plus bas sur la lunette arrière, comme cela a été montré précédemment. Le repère $(x_5 y_5 z_5)$ associé au tourbillon, obtenu avec contrôle, est alors donné Figure 3.65. Les repères $(x_3 y_3 z_3)$ et $(x_4 y_4 z_4)$ sont respectivement associés à la zone décollée et au tourbillon obtenu sans contrôle (Figure 3.65). Les profils transversaux de vitesse azimutale (Figure 3.66.a) et axiale (Figure 3.66.b) sont relevés dans le cœur tourbillonnaire, avec et sans aspiration, sur le bas de la lunette arrière (pour l'abscisse réduite $x_3/l = 0,93$, avec x_3 définie Figure 3.65).

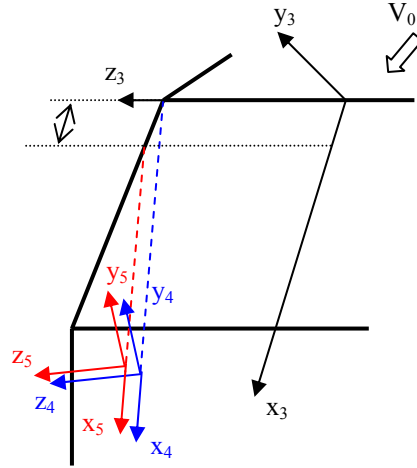


Figure 3.65- Définition des repères associés aux tourbillons longitudinaux gauche (vue de l'arrière), sans contrôle (x_4, y_4, z_4) et avec contrôle (x_5, y_5, z_5)

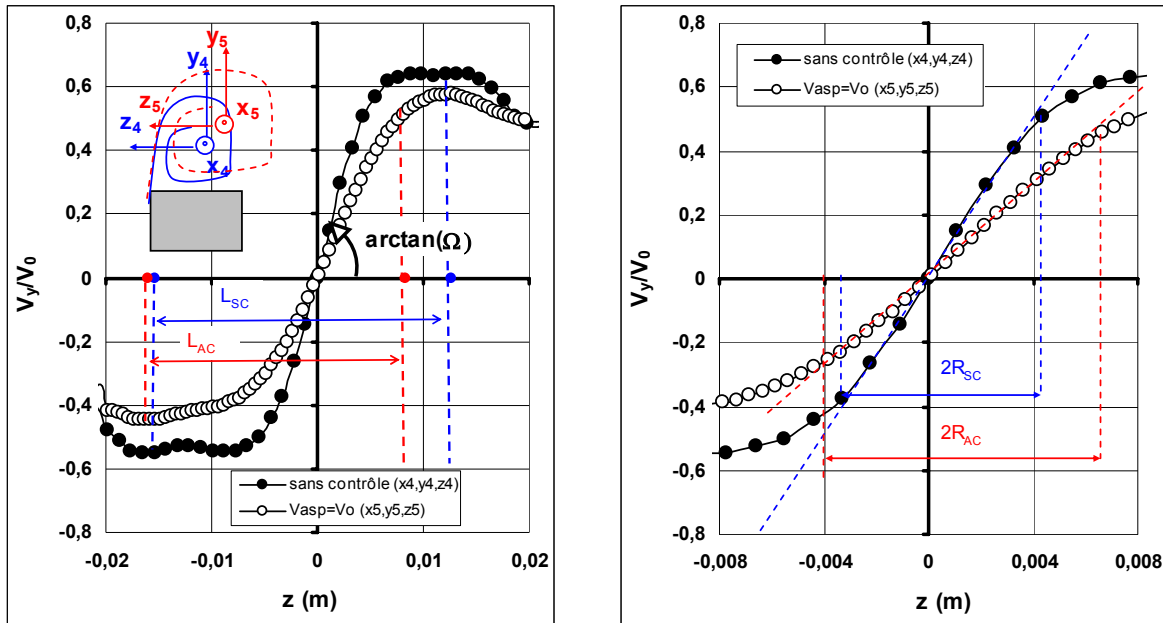


Figure 3.66- Profils transversaux de vitesse azimutale relevés dans le tourbillon T2 à l'abscisse réduite $x_3/l=0.93$
 (a) Dans le tourbillon (b) Dans le cœur tourbillonnaire

Les profils de vitesse azimutale présentent une évolution similaire : le cœur tourbillonnaire est caractérisée par une évolution pseudo linéaire de la vitesse azimutale, associée à une rotation en bloc caractérisée par la pente Ω (Figure 3.66.a). Les résultats reportés Figure 3.66.a montrent que l'intensité de la rotation du cœur tourbillonnaire décroît lorsque l'aspiration est activée ($\Omega_{SC}=3460 \text{ s}^{-1}$ sans contrôle et $\Omega_{AC}=1980 \text{ s}^{-1}$ avec aspiration) et les résultats sont en accord avec la réduction de vorticité dans le cœur tourbillonnaire, suggérée Figure 3.62. Cette réduction entraîne également une réduction de la distance L relevée entre les extrema de la vitesse azimutale, caractéristique de l'épanouissement du tourbillon, conformément aux résultats présentés dans la section 2.2.2 [Iva03] (voir Figure 3.66.b). De même, le rayon visqueux du cœur tourbillonnaire augmente lorsque la vorticité diminue. Ces résultats rejoignent les résultats présentés section 2.2.2

Les profils de vitesse axiale (Figure 3.67) font apparaître une modification dans la structure du tourbillon qui n'apparaît pas sur les cartographies données sur les Figure 3.60 à Figure 3.64. Lorsque l'aspiration est appliquée, le tourbillon passe d'une structure de type jet ($V_{x4}>V_0$ au centre, voir Figure 3.67), à une structure de type sillage ($V_{x5}<V_0$

au centre, voir Figure 3.67). Cette évolution de la structure du tourbillon peut être analysée à partir du gradient de pression adverse relevée sur l'axe du tourbillon. En effet, en considérant en première approximation un écoulement stationnaire, non pesant et non visqueux, la projection de l'équation de Navier-Stokes selon la direction axiale x donne :

$$U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} + U_z \frac{\partial U_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.50)$$

Avec U_x , U_y et U_z les composantes cartésiennes de la vitesse dans le repère (x_5, y_5, z_5) associé au tourbillon (Figure 3.65). D'après les résultats donnés Figure 3.67, le centre du tourbillon correspond à un extremum de la distribution transverse de vitesse axiale, soit au centre du tourbillon:

$$\begin{cases} \frac{\partial U_x}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial U_x}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3.51)$$

Les relations (3.48) et (3.49) conduisent à la relation (3.50) :

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho U_x} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.52)$$

Ainsi, en l'absence de courant retour dans le cœur tourbillonnaire ($U_x < 0$), l'évolution de la vitesse axiale au centre du tourbillon est opposée au gradient de pression adverse. La Figure 3.68 représente alors l'évolution du gradient longitudinal de pression le long de l'axe tourbillonnaire. Pour $x_3/l = 0.2$, soit dans la région de formation de la structure, les résultats indiquent que le gradient de pression est positif et très important dans le cas contrôlé, de l'ordre de 20000 Pa.m^{-1} contre -4000 Pa.m^{-1} dans le cas sans contrôle. Ce gradient important est dû à la proximité de la fente d'aspiration qui entraîne pour $x_3/l = 0.2$ une dépression très importante dans le cœur tourbillonnaire (voir Figure 3.63.b). D'après la relation (3.51), le gradient longitudinal de vitesse axiale est donc fortement négatif, et peut expliquer le passage d'une structure de type jet sans contrôle à une structure de type sillage avec aspiration.

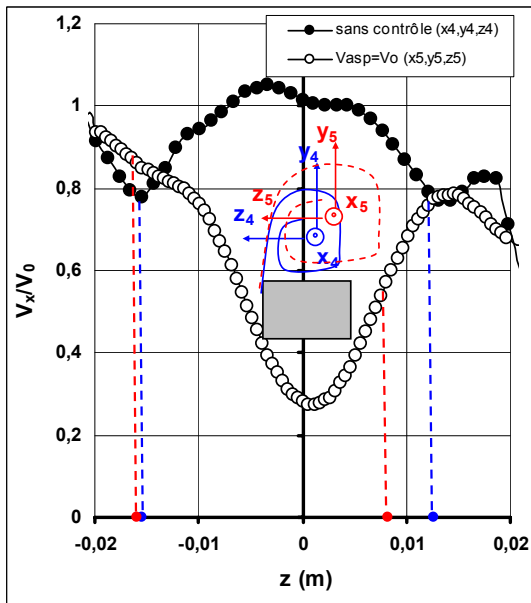


Figure 3.67- Profils transversaux de vitesse axiale relevés dans le cœur tourbillonnaire à l'abscisse réduite $x_3/l = 0.93$

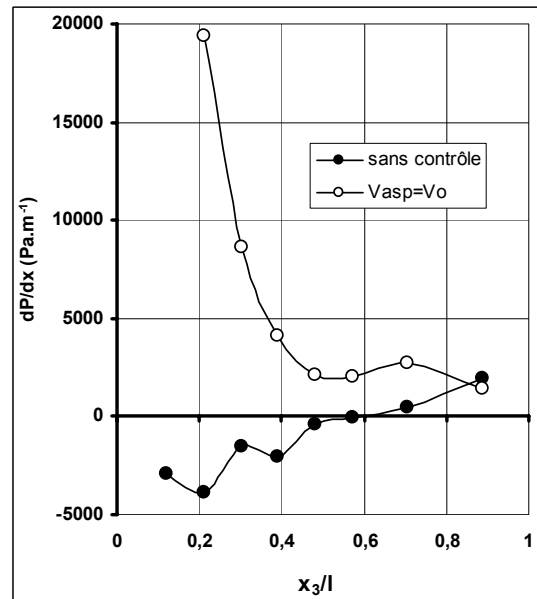


Figure 3.68- Evolution du gradient longitudinal de pression le long de l'axe tourbillonnaire

L'analyse de la topologie du tourbillon contrôlé met en évidence des modifications importantes dans la structure du tourbillon. Dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique, la suite du document s'intéresse plus particulièrement à l'impact de ces modifications sur la contribution des structures longitudinales à la traînée aérodynamique totale. Dans un premier temps, cette analyse est effectuée à partir des relevés de perte de pression totale dans le tourbillon et des pertes de pression statique sur la paroi. Dans un second temps, l'analyse est abordée de façon plus globale à partir des coefficients de traînée obtenus sans contrôle puis avec contrôle.

3.2- Analyse de l'influence de l'aspiration sur les performances aérodynamiques.

L'objectif est dans un premier temps de s'assurer que les fentes d'aspiration localisées le long des arêtes latérales ne perturbent pas le développement de la zone décollée de lunette arrière. Les modifications relevées dans la suite du document sur les performances aérodynamiques seront alors exclusivement associées aux modifications introduites dans la topologie des structures longitudinales. L'évolution des pressions statiques pariétales le long de la lunette arrière, relevée dans le plan longitudinal médian, est ainsi donnée avec et sans contrôle Figure 3.69. Les coefficients de perte de pression statique sont quasi identiques, et ces résultats suggèrent que l'aspiration ne modifie pas la topologie de la zone décollée de façon significative.

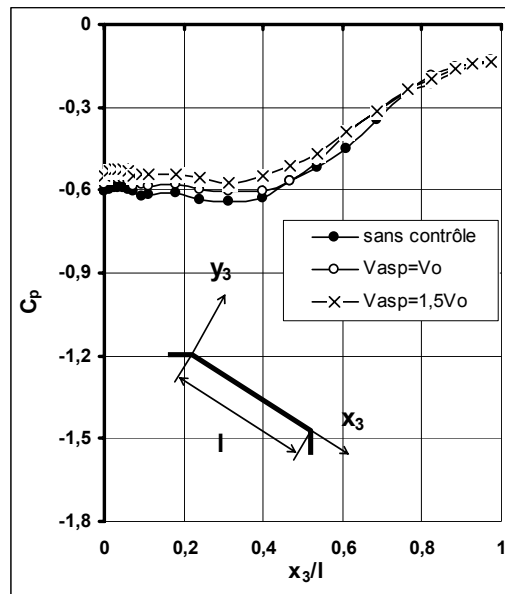


Figure 3.69- Evolution de la pression pariétale le long de la lunette arrière, dans le plan longitudinal médian, obtenue avec et sans contrôle.

Afin de caractériser la distribution de pression statique induite cette fois par le passage du tourbillon longitudinal sur la surface de la lunette arrière, les cartographies de perte de pression statique pariétale sont données avec et sans contrôle Figure 3.70. L'aspiration permet de limiter les pertes de pression statique dans le cœur du tourbillon en réduisant l'intensité de la rotation du cœur tourbillonnaire (Figure 3.64.b et Figure 3.66.a). Ces modifications se traduisent au niveau de la paroi de lunette arrière par une remontée de pression sous le tourbillon ((A) sur la Figure 3.70). Cependant, l'aspiration induit également localement une dépression très importante au voisinage de l'arête latérale de la lunette arrière ((B) sur la Figure 3.70) qui peut compenser la remontée de pression (A), voire détériorer la traînée de pression.

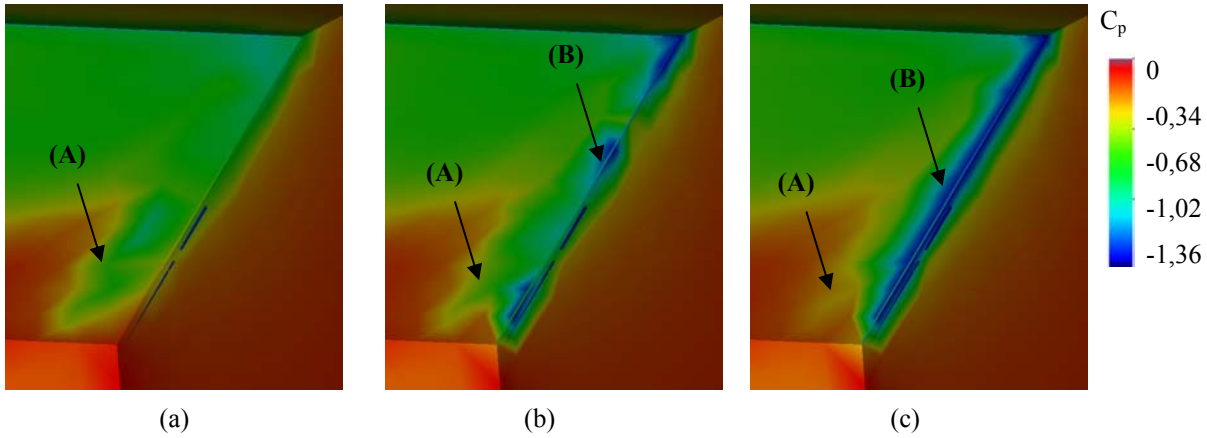


Figure 3.70- Répartition pariétale de pression statique relevée sous le tourbillon longitudinal droit, vue de l'arrière (a) sans contrôle, (b) avec $V_{asp}=V_0$ (c) avec $V_{asp}=1,5 V_0$.

Conformément aux résultats proposés par Onorato [Ono84], les cartographies de perte de pression totale sont alors relevées dans le plan transversal défini Figure 3.59, pour $x_3/l=0.75$, afin de caractériser les pertes énergétiques associées aux tourbillons. Les résultats, reportés Figure 3.71, indiquent que les modifications introduites par l'aspiration dans la topologie du tourbillon se traduisent par une réduction de la section transversale du tourbillon. Cependant, les valeurs maximales de perte de pression totale, relevées dans le cœur du tourbillon, augmentent avec l'aspiration : $C_{pi}=1,28$ sans contrôle contre $C_{pi}=2$ pour $V_{asp}=V_0$. Cette augmentation semble directement liée à la diminution de la vitesse axiale dans le centre du tourbillon (Figure 3.66.b). De même, des pertes de pression totale importantes, bien que très localisées, sont introduites au niveau des fentes d'aspiration ((ii) Figure 3.71 (b) et (c)) : $C_{pi}=2,9$ pour $V_{asp}=V_0$ et $C_{pi}=5$ pour $V_{asp}=1.5V_0$.

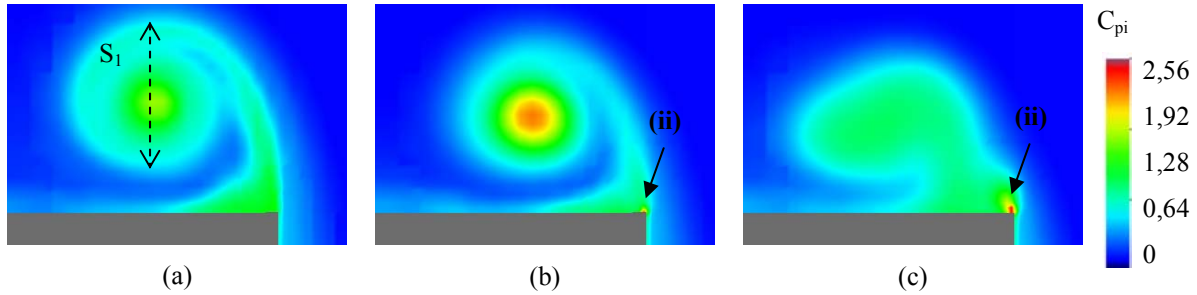


Figure 3.71- Cartographie de perte de pression totale relevée dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$

L'influence de l'aspiration sur les performances aérodynamiques ne peut être analysée à partir de la relation d'Onorato. En effet, l'aspiration introduit localement des pertes de pression totale importante tout en réduisant la section transversale des structures tourbillonnaires longitudinales. Les modifications introduites par l'aspiration dans la performance aérodynamique du véhicule est alors abordée à partir de la formulation basée sur les grandeurs pariétales (relation 2.41).

Les efforts appliqués sur le véhicule sont calculés à partir des efforts de pression, de viscosité et de turbulence appliqués sur la surface du véhicule (relation 2.3). Les résultats obtenus en fonction de la vitesse d'aspiration appliquée sont donnés pour la traînée F_x (Figure 3.72.a) et la portance F_y (Figure 3.72.b). Etant donnée la symétrie du problème, les efforts latéraux F_z sont négligeables (de l'ordre de 0,5 N).

L'influence de l'aspiration sur la traînée aérodynamique est faible : la traînée augmente de 1 à 3 % lorsque l'aspiration est activée. Cette augmentation est associée à la production importante de vorticité et de perte de pression totale au voisinage de la fente. En revanche, l'évolution de la portance avec la vitesse d'aspiration suggère une augmentation de la pression statique, en moyenne, sur la lunette arrière. L'augmentation de la pression statique dans la zone A Figure 3.70 semble compenser la dépression introduite sur l'arête latérale au voisinage de la fente (B Figure 3.70), et la portance est réduite de 3% pour $V_{asp}=V_0$ et jusqu'à 8% pour $V_{asp}=1.5V_0$.

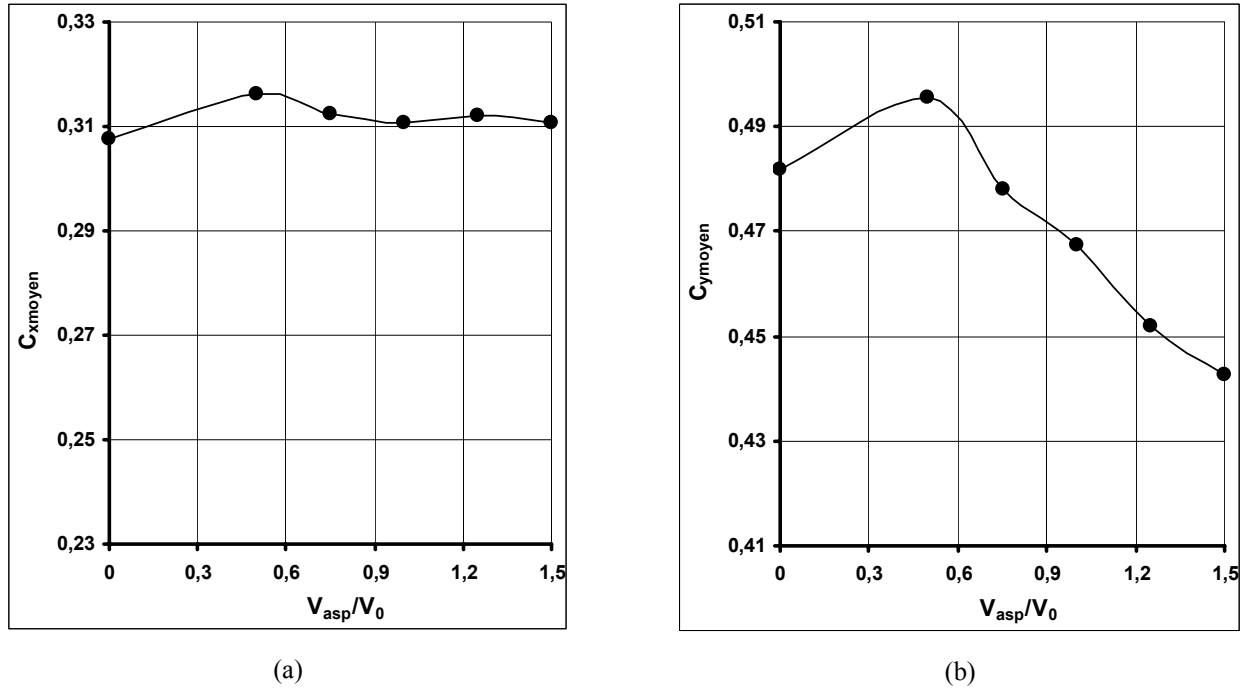


Figure 3.72- Evolution des performances aérodynamiques du véhicule avec la vitesse d'aspiration (a) coefficient moyen de traînée (b) coefficient moyen de portance

3.3- Conclusion

L'influence de l'aspiration localis e le long des arêtes latérales de lunette arrière est  tudi e dans cette partie. Les résultats indiquent que les lignes d'aspiration permettent de modifier la topologie des structures longitudinales de façon significative, et cette topologie semble très sensible à la vitesse d'aspiration. Pour $V_{asp} < 1.5 V_0$, la formation du tourbillon est report e vers l'aval lorsque l'aspiration est appliqu e et les structures longitudinales sont totalement supprim es pour $V_{asp}=1.5V_0$.

L'application de l'aspiration se traduit également par une réduction de la vorticité dans le cœur tourbillonnaire, associ e à une augmentation de la pression statique au niveau de la paroi, sous l'axe tourbillonnaire. Une augmentation significative des pertes de pression totales dans le cœur tourbillonnaire est également observ e. Elle traduit un important déficit de vitesse longitudinale au centre du tourbillon associé à un changement de topologie : la structure, de type jet sans contrôle, devient de type sillage lorsque l'aspiration est appliqu e. Enfin, une zone de cisaillement important aliment e par l'aspiration appar it le long des arêtes latérales de lunette arrière et entraîne localement d'importantes pertes de pression statique pariétale.

L'analyse des coefficients moyens de traînée obtenus pour chaque configuration de contrôle montre que l'aspiration localis e sur les arêtes latérales de lunette arrière n'est pas performante en terme de réduction de traînée. La recompression de l'écoulement observ e sous l'axe du tourbillon semble être compens e par l'augmentation des pertes

d'énergies volumiques dans le cœur tourbillonnaires et les pertes de pression statique introduite au niveau de la fente d'aspiration.

Les variations de traînée relevées pour cette configuration de contrôle ne sont pas significatives, mais les modifications importantes observées dans la topologie des structures suggèrent la possibilité de contrôler plus efficacement leur développement. Cette étude nécessite cependant un investissement en temps et en ressource important afin de mettre en place des développements analytiques et expérimentaux supplémentaires pour paramétrer, en particulier, l'inclinaison de l'aspiration et sa position. Compte tenu des priorités de recherche identifiées au sein du groupe « Mécanique des Fluides & Aérodynamique », l'équipe de recherche associée au présent travail a décidé de reporter cette étude sur une action ultérieure, et les développements qui suivent s'intéressent plus particulièrement au contrôle du sillage d'un véhicule de type culot droit.

Chapitre 3.3- ETUDE NUMERIQUE DU CONTROLE PAR SOUFFLAGE SUR UNE CONFIGURATION DE TYPE CULOT DROIT

Les résultats présentés dans le chapitre précédent ne s'appliquent pas nécessairement lorsque l'inclinaison de la lunette arrière n'est pas comprise entre $\alpha_m=12^\circ$ et $\alpha_M=30^\circ$. L'étude de Ahmed *et al.* [Ahm84] met en effet en évidence un changement significatif de la topologie du sillage pour ces 2 inclinaisons critiques. Pour $\alpha>30^\circ$, et a fortiori pour des configurations de type culot droit, l'écoulement dans le sillage proche est essentiellement composé d'une structure tourbillonnaire transversale torique (voir Figure 2.4 chap. 2.1 § 1.2). L'objectif du contrôle n'est alors plus de supprimer ou reporter un point de décollement, mais de modifier la topologie de l'écoulement dans le sillage proche. En particulier, conformément aux résultats d'Onorato [Ono84], il s'agit de réduire la section transversale de sillage et d'augmenter la distribution de pression statique sur le culot (voir relation (2.4)). L'idée consiste alors à reproduire l'impact d'éléments séparateurs longitudinaux sur l'écoulement (voir chap. 2.2 § 1.2.2) à l'aide de jets d'air distribués sur la périphérie du culot.

Comme dans le chapitre précédent, l'étude s'effectue dans un premier temps sur une géométrie bidimensionnelle, qui permet de tester un grand nombre de paramètres et d'identifier certains mécanismes de contrôle. La solution la plus performante est ensuite testée et corrigée sur une géométrie tridimensionnelle dans un second temps.

1- Résultats préliminaires : Etude numérique 2D.

L'objectif du contrôle, comme dans le cas du culot incliné, est de réduire les pertes de pression totale amont/aval, et de limiter le développement transversal de la section du sillage, conformément aux résultats de Onorato *et al.* [Ono84] (Voir relation (2.4)). L'objectif n'est cependant pas de repousser ou d'éviter le décollement du fluide en fin de pavillon, étant donnée la géométrie, mais d'incliner les lignes de courant de façon à réduire la section du sillage. En ce sens, des fentes permettent d'injecter du fluide et de recréer artificiellement un élément séparateur longitudinal (Figure 3.73). Conformément aux résultats obtenus par Gilliéron *et al.* [Gil01], il est alors possible d'obtenir des gains significatifs de traînée en resserrant le sillage du véhicule.

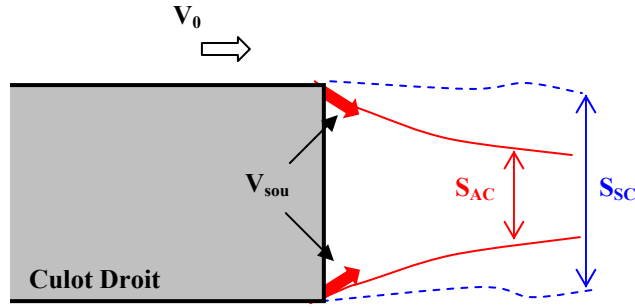


Figure 3.73- Schéma du mécanisme de contrôle par soufflage sur une géométrie de type culot droit

1.1- Protocole numérique

Le protocole de la simulation numérique (domaine de calcul et conditions limites au frontière du domaine fluide) est le même que dans le cas du culot incliné 2D (voir chapitre 3.2). La géométrie étudiée représente un culot droit, dont la hauteur H et la longueur L sont données respectivement par $H=0.288$ m et $L=1.044$ m. La hauteur h de soubassement est de $h=0.05$ m (Figure 3.74). Comme dans le chapitre précédent, la vitesse V_1 imposée dans le soubassement est inférieure à la vitesse V_0 de référence pour modéliser le déficit de vitesse dans le soubassement associé aux fuites latérales [Cho96] : $V_1=25$ m.s⁻¹ contre $V_0=40$ m.s⁻¹. Le nombre de Reynolds associé est de $Re=2,8.10^6$. Dans la configuration bidimensionnelle présentée ici, le soufflage est appliqué sur le haut et le bas du culot (au niveau des points B et C, Figure 3.74) à travers une fente de largeur $e=10^{-3}$ m. La vitesse V_{sou} de soufflage et son inclinaison θ par rapport à la verticale constituent 2 paramètres de contrôle à optimiser. Ils sont donnés Figure 3.74 pour la position haute (point B Figure 3.74), la position basse étant définie de la même façon (point C Figure 3.74).

Le maillage volumique est similaire à celui présenté dans le chapitre précédent. Seules les boîtes B_1 , où la résolution est la plus fine, sont modifiées. Elles sont localisées au niveau des lignes de séparation (B et C sur la Figure 3.74) et au niveau des fentes de soufflage. La résolution est de $\delta_1=0,18.10^{-3}$ m dans les boîtes B_1 , et $\delta_2=0,36.10^{-3}$ m dans les boîtes B_2 . Le maillage est ensuite régulièrement relâché dans le domaine fluide. Le maillage volumique global est finalement constitué de 760000 points de calculs dont 460000 localisés au voisinage immédiat de la géométrie. Les critères CFL imposent un pas de temps de $0,9.10^{-6}$ s.

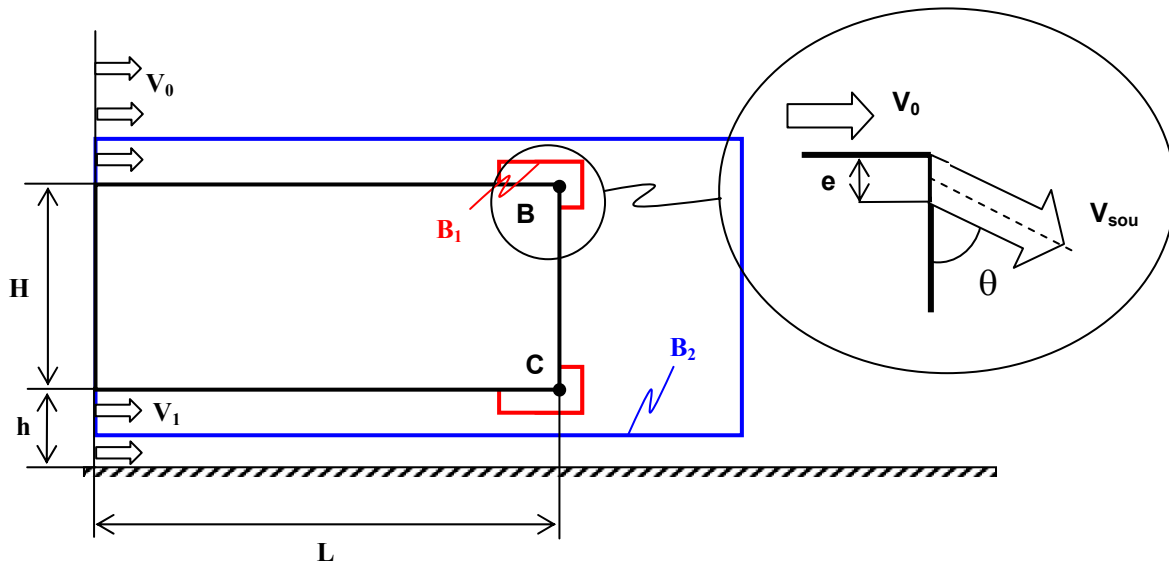


Figure 3.74 - Protocole numérique

L'objectif du contrôle par soufflage, dans la configuration étudiée ici, est de réduire la section transversale de sillage et d'augmenter localement la distribution de pression statique au niveau du culot, conformément aux résultats de Onorato *et al.* [Ono84]. La performance du contrôle est donc caractérisée dans un premier temps à partir du coefficient de traînée et des cartographies du coefficient de perte de pression totale et statique obtenus en moyenne sur 0,765 s de simulation. Différentes configurations de contrôle où varient la vitesse V_{sou} de soufflage, son inclinaison θ par rapport à la direction verticale et la largeur e de la fente sont testées, et les résultats sont présentés dans la section suivante.

1.2- Etude paramétrique.

Le premier paramètre étudié est le débit de fluide soufflé, qui rassemble l'influence de la vitesse de soufflage et de la section de contrôle caractérisée par la largeur e de la fente en 2D. Par défaut, dans un premier temps, le soufflage est incliné à 75° par rapport à la surface du culot ($\theta=75^\circ$), conformément aux résultats obtenus par Gilliéron *et al.* [Gil01] avec des éléments séparateurs longitudinaux.

1.2.1- Influence du débit de soufflage

L'influence du débit de soufflage sur la traînée aérodynamique est caractérisée Figure 3.75 par l'évolution des gains en traînée obtenus en fonction du débit de quantité de mouvement C_μ défini dans le chapitre 2.2 (relation (2.5)). Afin de distinguer chacun de ces 2 paramètres, 2 séries de calculs sont effectuées en gardant constante la vitesse de soufflage ($V_{\text{sou}}/V_0=1$) ou la largeur de la fente ($e=10^{-3}$ m).

Les résultats donnés Figure 3.75 font apparaître un minimum de traînée (10% de réduction par rapport au cas sans contrôle) pour un coefficient de quantité de mouvement $C_\mu^*=7.10^{-3}$, obtenu pour une vitesse $V_{\text{sou}}=V_0$ et une largeur de $e=10^{-3}$ m. Pour des valeurs de C_μ inférieures, les résultats obtenus en fixant la valeur de la vitesse de soufflage ou en fixant la largeur de la fente se superposent. Dans les 2 cas, la traînée augmente rapidement vers la valeur obtenue sans contrôle. De même, les gains en traînée se dégradent lorsque la valeur de C_μ augmente, mais l'évolution donnée Figure 3.75 suggère qu'augmenter la vitesse de soufflage est plus efficace.

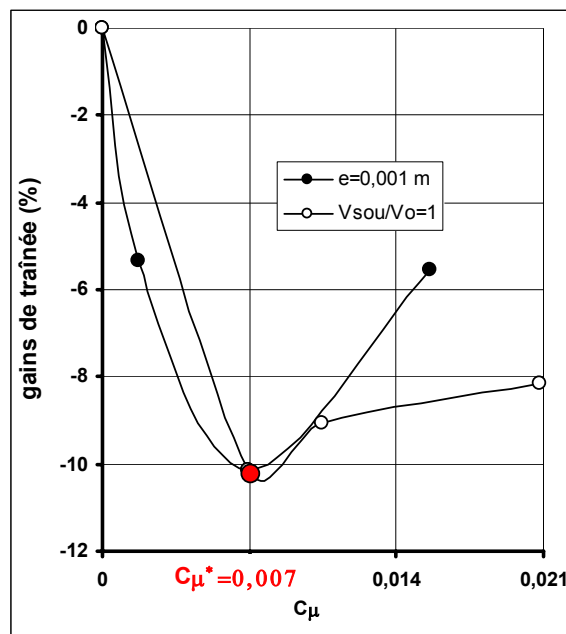


Figure 3.75- Evolution des gains en traînée en fonction du rapport η de vitesse entre la vitesse de soufflage V_{sou} et la vitesse de référence V_0

Conformément à la relation (2.4) donnée chap. 2.1 § 2, les réductions de traînée obtenues Figure 3.75 sont analysées à partir des cartographies moyennes du coefficient de perte de pression totale (Figure 3.76) et statique (Figure 3.77) relevées dans le sillage pour différentes valeurs de C_μ , obtenues avec $e=10^{-3}$ m ($V_{\text{sou}}=0,5 V_0$, $V_{\text{sou}}=V_0$ et $V_{\text{sou}}=1,5V_0$). Les résultats mettent en évidence une réduction significative de la section transversale de sillage et des pertes de pression totale associées par rapport au cas sans contrôle (Figure 3.76). La réduction des pertes d'énergie volumique dans le sillage se traduit alors au niveau du culot par un accroissement de la distribution de pression statique (Figure 3.77) qui entraîne une réduction de la traînée de pression (Figure 3.75). Les cartographies obtenues pour les différentes valeurs de C_μ ne permettent cependant pas d'expliquer les différences observées Figure 3.75 (-5% de traînée pour $C_\mu=1,7.10^{-3}$, -10% de traînée pour $C_\mu=7.10^{-3}$ et -5,5 % de traînée pour $C_\mu=15,6.10^{-3}$). Les cartographies obtenues pour chaque valeur du C_μ sont en effet très similaires et une analyse des champs instantanés est nécessaire pour mettre en évidence les mécanismes de contrôle. Cet aspect sera traité dans la section 1.3.2.

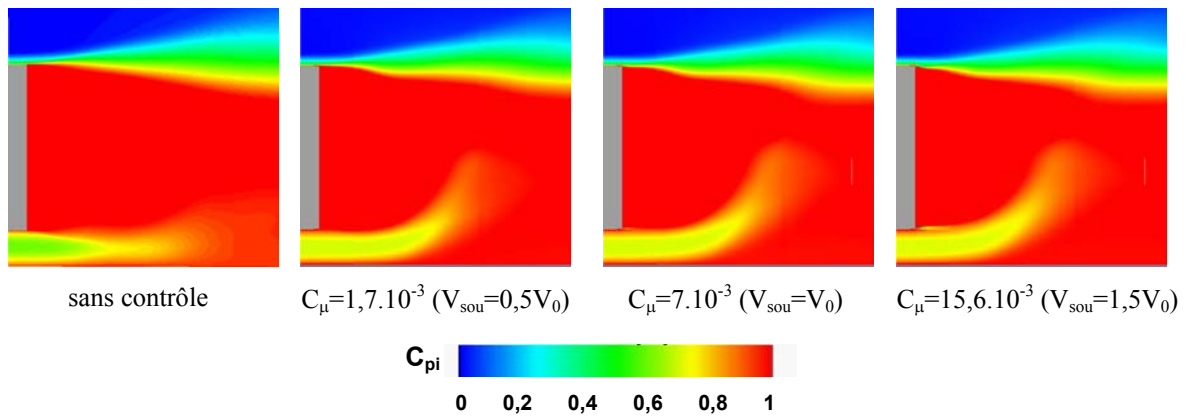


Figure 3.76- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes valeurs de C_μ obtenue avec $e=10^{-3}$ m

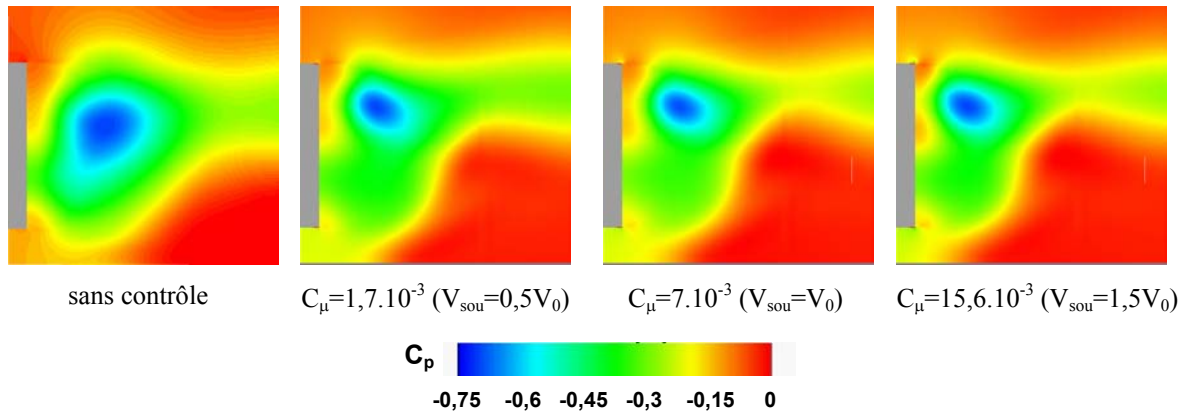


Figure 3.77- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes valeurs de C_μ obtenue avec $e=10^{-3}$ m

Les gains en traînée obtenus Figure 3.75 sont relativement faibles comparés aux résultats obtenus dans le chapitre précédent sur des configurations bidimensionnelle et tridimensionnelle. Afin d'améliorer la performance du contrôle, la partie suivante s'intéresse alors à l'influence de l'inclinaison du soufflage.

1.2.2- Influence de l'inclinaison du soufflage.

La largeur de la fente et la vitesse d'aspiration sont fixées dans cette section à $e=10^{-3}$ m et $V_{\text{sou}}=V_0$. L'inclinaison varie de $\theta=10^\circ$ à 90° (soufflage respectivement quasi-tangentielle et normal au culot). Conformément aux résultats présentés dans la section précédente, l'influence de l'inclinaison θ est caractérisée dans un premier temps par l'évolution des gains en traînée obtenus pour chaque configuration de contrôle (Figure 3.78).

Pour des inclinaisons supérieures à $\theta=75^\circ$, les résultats montrent que la performance du contrôle se dégrade avec seulement -5% de traînée obtenue pour un soufflage horizontale ($\theta=90^\circ$). Au contraire, la performance du contrôle s'améliore lorsque le jet est dirigé vers le centre du culot, et un minimum local de traînée apparaît pour $\theta=45^\circ$. La traînée est alors réduite de 25%. Elle augmente pour des inclinaisons plus faibles (18% de réduction obtenue pour $\theta=10^\circ$). Ces réductions sont associées à une réduction importantes des pertes d'énergie volumique dans le sillage et à une recompression de l'écoulement au niveau du culot (Figure 3.79 et Figure 3.80).

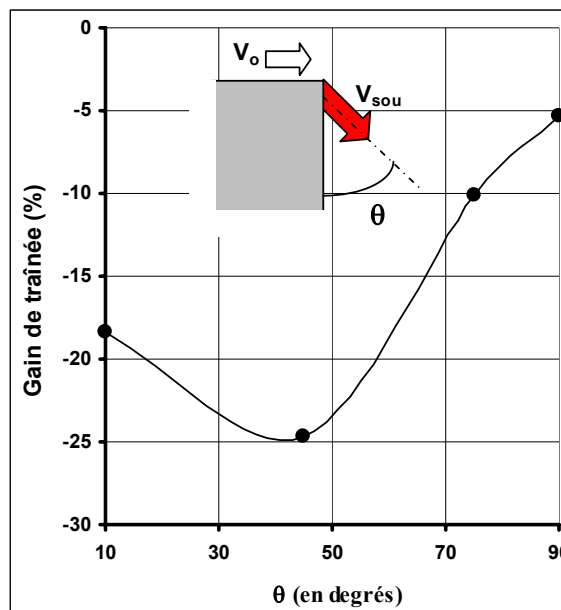


Figure 3.78- Evolution de la réduction de traînée avec l'inclinaison q de la vitesse de soufflage par rapport à la verticale

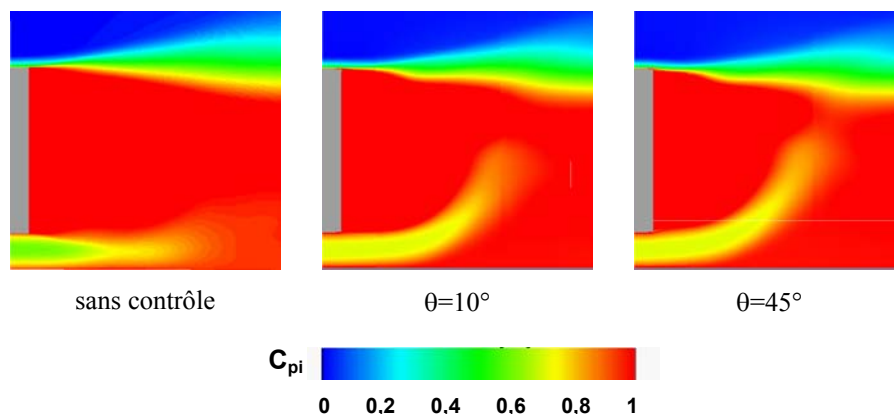


Figure 3.79- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes valeurs de θ

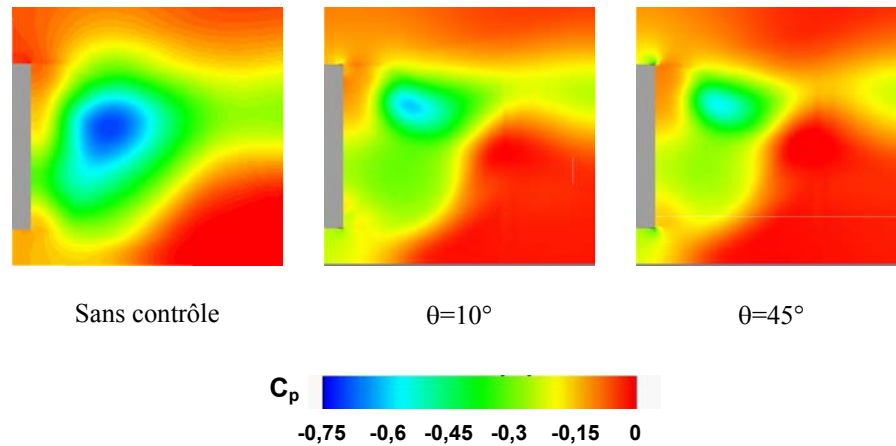


Figure 3.80- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes valeurs de θ

Les résultats présentés dans cette section mettent en évidence la performance du contrôle par soufflage pour des véhicules de type culot droit. Le soufflage permet ainsi d'obtenir des gains significatifs de traînée en modifiant les répartitions de pression statique et totale dans le sillage et au voisinage de la paroi du culot.

1.3- Compréhension des mécanismes.

Afin d'identifier les phénomènes physiques mis en jeu dans le contrôle par soufflage, les résultats présentés dans la section précédente sont complétés ici par une étude topologique de l'écoulement, réalisée avec et sans contrôle à partir des champs moyens et instantanés de vorticité et de pression statique relevés dans le sillage de la géométrie.

1.3.1- Caractérisation de l'écoulement en moyenne

Dans un premier temps, l'étude s'effectue sur les cartographies de ligne de courant, obtenues en moyenne sur 0,75 s de simulation. Les résultats reportés Figure 3.81 font apparaître une modification de la topologie du sillage lorsque le soufflage est activé.

Pour l'écoulement sans contrôle (Figure 3.81.a), le décollement du fluide provenant du soubassement et du pavillon sur les arêtes du culot entraînent la formation de 2 structures contrarotatives sur le bas (centre C_1 Figure 3.81) et sur le haut (centre C_2 Figure 3.81) du culot. La structure basse reste cependant au contact de la paroi tandis que la structure haute se forme plus loin vers l'aval (la formation de ces structures sera reprise plus précisément dans la section suivante à partir des champs instantanés de vorticité). La rotation de la structure basse et la présence du sol entraînent la formation d'une structure de centre C_3 (Figure 3.81) dans le sillage.

Lorsque le contrôle est appliqué, la quantité de mouvement introduite dans l'écoulement guide les lignes de courant qui sont d vi es au niveau des arêtes haute et basse du culot. Les résultats présentés Figure 3.81.b suggèrent que l'entraînement par les jets d'air du fluide provenant du soubassement et du pavillon permet aux structures tourbillonnaires de se former plus près du culot. En particulier, les centres tourbillonnaires C_2 et C_3 se rapprochent du culot. Cet aspect est discuté dans la section suivante.

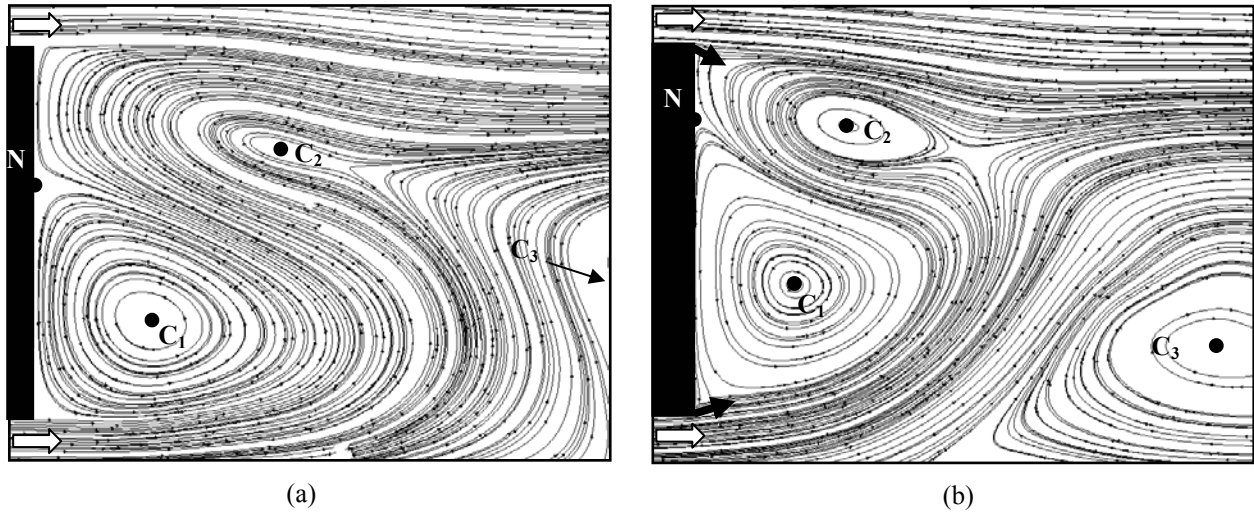


Figure 3.81- Cartographies moyennes des lignes de courant relevées dans le sillage (a) sans contrôle (b) avec contrôle

La déviation des lignes de courant identifiée sur la Figure 3.81.b permet alors d'expliquer la forte dépendance de la performance du contrôle à l'inclinaison du jet (voir Figure 3.78). Pour $\theta=75^\circ$, c'est-à-dire la configuration utilisée dans la section précédente (Figure 3.82.b), la quantité de mouvement introduite dans l'écoulement crée localement un obstacle fluide qui guide l'écoulement. Les filets fluides sont donc inclinés de 15° par rapport à la direction horizontale au voisinage immédiat du culot. L'écoulement principal tend ensuite à redresser ces lignes de courant mais un angle résiduel de déviation $\beta=6^\circ$ reste visible dans le sillage (Figure 3.82.b). Pour $\theta=45^\circ$, Figure 3.82.c, les lignes de courant sont guidés par le soufflage et l'angle résiduel de déviation est légèrement supérieur avec $\beta=12^\circ$ (Figure 3.82.c). La réduction de la section transversale de sillage est donc plus importante et les gains en traînée supérieurs. Enfin, pour $\theta=10^\circ$, Figure 3.82.d, la topologie de l'écoulement est différente : le soufflage induit une structure tourbillonnaire de centre C qui s'enroule dans le sens horaire, sur le bas du culot. Cette structure a tendance à redresser les filets fluides et l'angle résiduel de déviation n'est plus que de $\beta=6^\circ$, ce qui explique l'accroissement de la traînée observé pour $\theta<45^\circ$ (Figure 3.78).

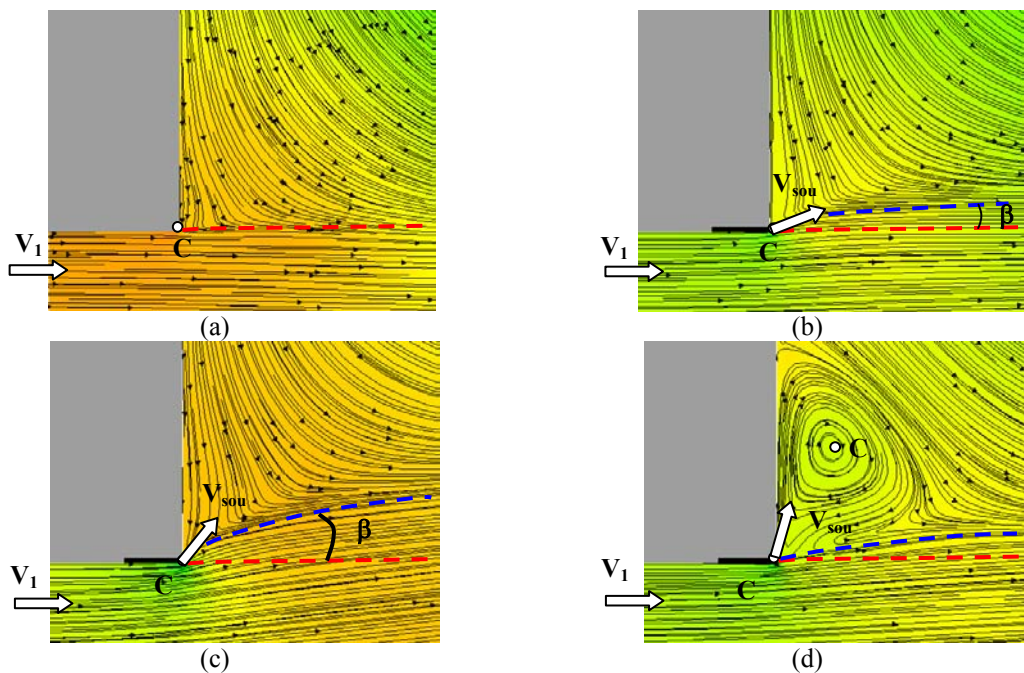


Figure 3.82- Cartographie de perte de pression et de ligne de courant relevée sur la partie basse du culot : (a) sans contrôle, (b) pour $\theta=75^\circ$, (c) pour $\theta=45^\circ$, (d) pour $\theta=10^\circ$

1.3.2- Analyse de l'écoulement instationnaire

Le caractère instationnaire de l'écoulement est mis en évidence Figure 3.83 à partir de l'évolution temporelle du coefficient de traînée obtenue avec et sans contrôle entre les temps $t=0,23$ s et $t=0,53$ s. Ces résultats sont complétés par l'évolution fréquentielle de la traînée aérodynamique (Figure 3.84). La valeur de la traînée obtenue sans contrôle s'effectue de façon quasi périodique à la fréquence adimensionnée $S_t=0,084$ (Figure 3.83 et Figure 3.84). Pour chaque période T d'oscillation, le signal de traînée indique la présence de 2 pics (ou 2 maxima locaux) de traînée (C_{x1} et C_{x2} sur la Figure 3.83). Ces pics traduisent la présence d'une fréquence supérieure d'oscillation $S_{t2}=0,14$ (Figure 3.84) qui correspond typiquement à la fréquence adimensionnée de lâché tourbillonnaire dans le sillage d'un cylindre carré (voir tableau 3.3 dans le chap. 3.2 § 1.3.2). Cet aspect sera discuté dans la suite du document à partir des champs instantanés de vorticité.

Lorsque le soufflage est appliqué, la valeur moyenne de la traînée passe de $C_{xmoy}=0,23$ sans contrôle à $C_{xmoy}=0,17$ avec contrôle (Figure 3.83). L'amplitude des oscillations de la traînée décroît également de façon significative : l'écart type relevé sans contrôle est de 0,087 contre 0,04 avec contrôle. Au contraire, la fréquence d'oscillation a tendance à augmenter avec une fréquence adimensionnée $S_{t3}=0,25$ Figure 3.84. De plus, les résultats reportés Figure 3.83 et Figure 3.84 montrent que ce pic de fréquence est unique. La fréquence basse ($S_t=0,084$) disparaît.

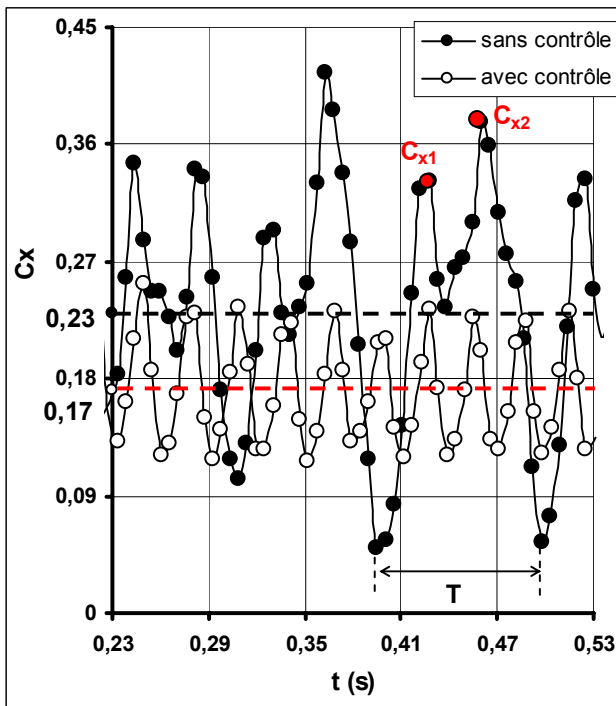


Figure 3.83- Evolution temporelle du coefficient de traînée, obtenue avec et sans contrôle

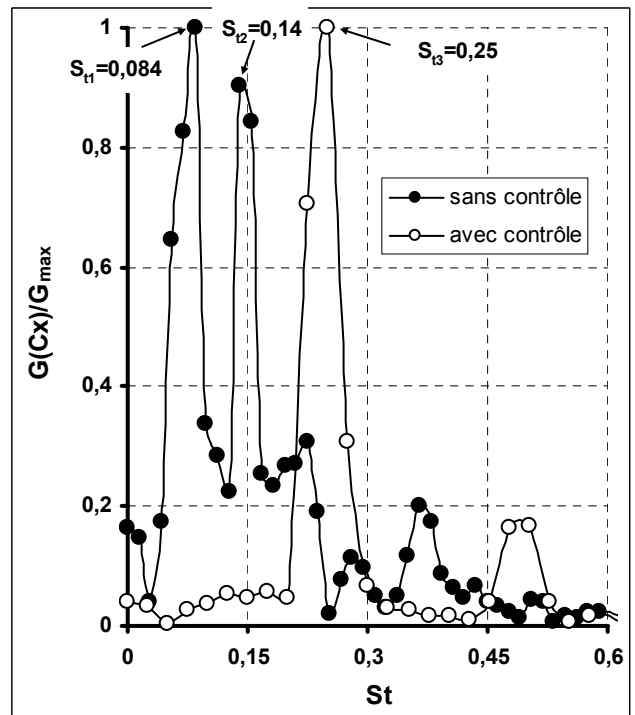


Figure 3.84- Evolution fréquentielle du coefficient de traînée obtenue avec et sans contrôle.

Ces modifications sont analys es à partir des champs instantanés de vorticité relevés Figure 3.86 sur une période d'oscillation, définie Figure 3.85. La couche de cisaillement C_s qui se forme sur le haut et le bas du culot se dégrade sous l'effet du courant principal d'advection en 2 structures contra rotatives T_h (sur le haut du culot) et T_b (sur le bas du culot). Ces structures ne sont cependant pas lâch es régulièrement dans le sillage comme dans le cas classique d'un cylindre. La formation et le lâ ch  de ces structures tourbillonnaires permet ainsi de définir 4 phases sur une période d'oscillation de la traînée (Figure 3.85).

Dans la première phase (pour $0,352s < t < 0,363s$), un premier tourbillon se détache sur le haut du culot (structure T_{h1} sur la Figure 3.86). L'advection de ce tourbillon dans le sillage permet à un tourbillon de se former sur le bas du culot et de se développer sur toute la hauteur du culot (structure T_b Figure 3.86). Conformément à ce qui a été présenté dans le chap. 3.2 § 1.3.2, la présence de cette structure entraîne des pertes de pression statique pariétale au niveau du culot qui explique la phase croissante de la traînée de pression, identifiée Figure 3.85 pour $t < 0,363s$.

Dans la seconde phase (pour $0,363s < t < 0,395s$), la structure T_b commence à se dissiper et à se détacher du culot tandis qu'une seconde structure se forme sur le haut du culot (T_{h2} Figure 3.86). Cette structure n'est cependant pas totalement formée, et la dépression qu'elle induit sur le haut du culot ne compense pas la recompression de l'écoulement associée à la dissipation et à l'advection de la structure T_b . La traînée de pression a donc tendance à décroître pour $t < 0,395s$ (Figure 3.85).

Dans la troisième phase ($0,395s < t < 0,427s$), la structure T_{h2} est totalement formée et induit une dépression sur le culot qui explique la croissance de la traînée de pression durant cette phase (Figure 3.85). La structure T_{h2} se détache et sa rotation a tendance à ramener la structure T_b au niveau du culot.

Enfin, dans la quatrième phase ($0,427s < t < 0,438s$), la structure T_{h2} est advectée dans le sillage tandis que la structure T_b se dissipe au niveau du culot, entraînant une recompression de l'écoulement qui explique la croissance de la traînée de pression (Figure 3.85). Une troisième structure T_{h3} (Figure 3.86) se forme sur le haut de la lunette arrière, qui correspond à la structure T_{h1} identifiée dans la première phase de la période.

La formation de 2 structures sur le haut du culot pour une structure sur le bas du culot explique ainsi la présence de 2 pics de fréquence sur l'évolution fréquentielle du coefficient de traînée Figure 3.84. La fréquence $S_{t1}=0,084$ correspond ainsi à la formation et à la dissipation de la structure T_b . La fréquence $S_{t2}=0,14$ correspond quant à elle à la formation et au lâché de la structure haute T_h . La fréquence haute ne représente pas le double de la fréquence basse car le signal n'est pas purement périodique.

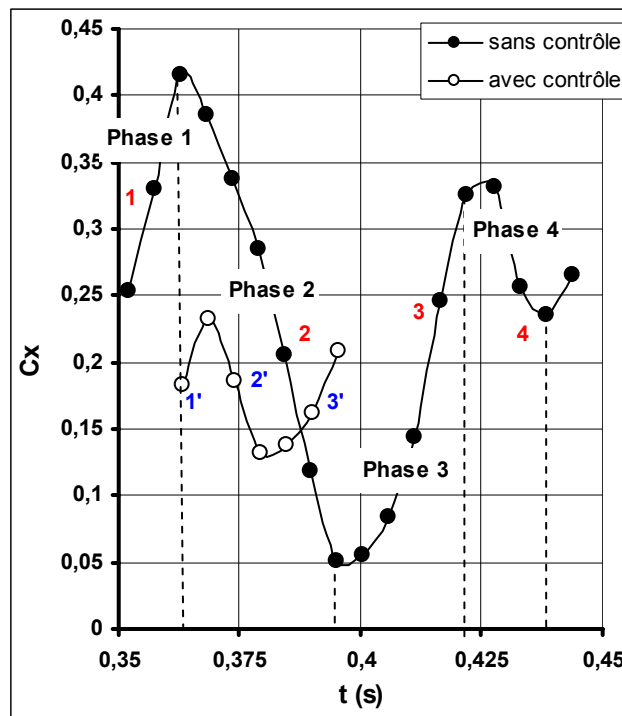


Figure 3.85- Oscillation de la traînée obtenue avec et sans contrôle sur une période d'oscillation

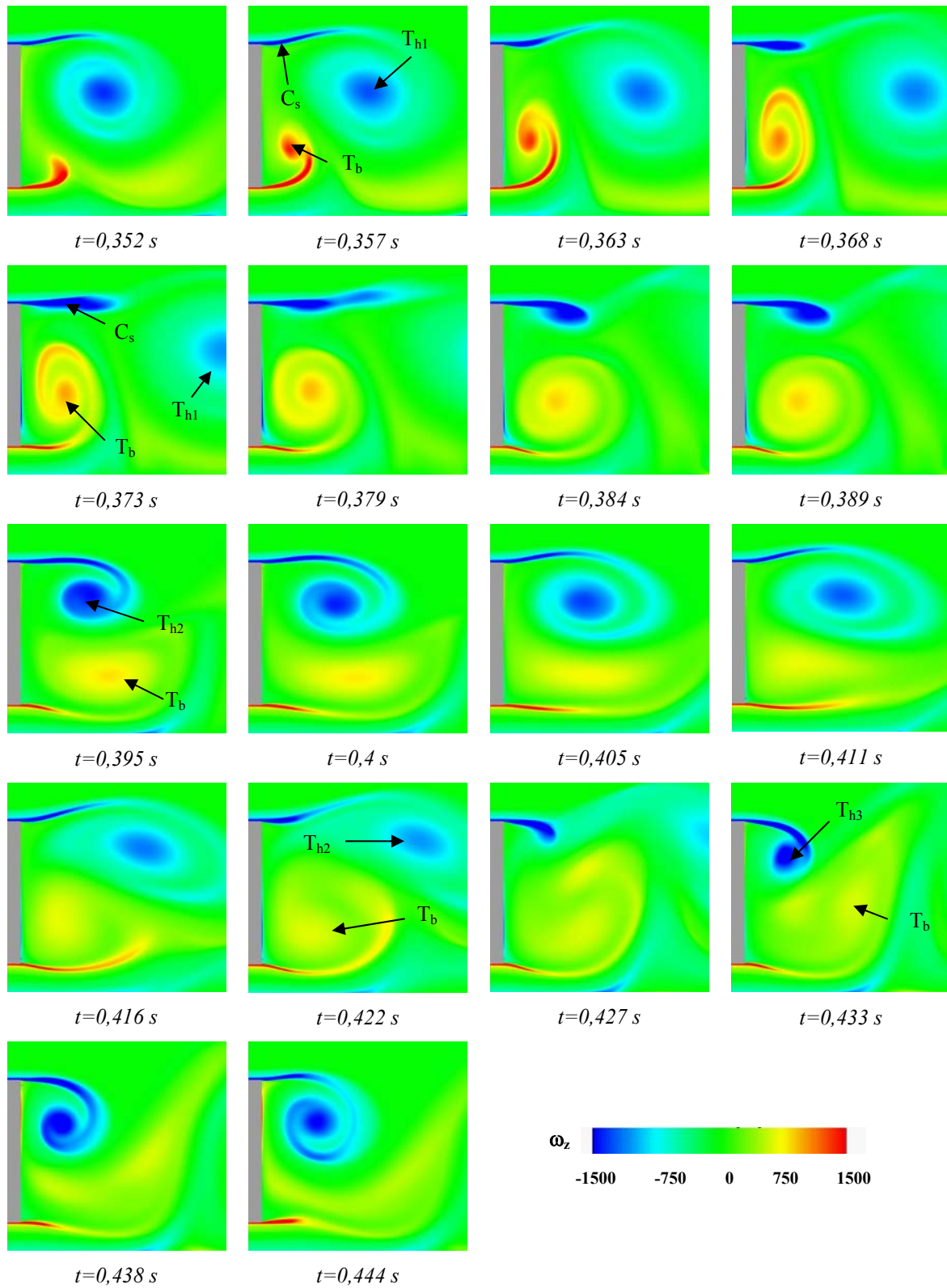


Figure 3.86- Champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage, sans contrôle, pour différents temps de simulation.

Lorsque le soufflage est appliqué, les résultats reportés Figure 3.84 mettent en évidence la suppression de la fréquence basse d'oscillation et une augmentation de la fréquence haute. Ces modifications sont analysées Figure 3.87 à partir des champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage pendant une période d'oscillation définie Figure 3.85.

Les champs de vorticité ne permettent pas de mettre en évidence la formation d'une structure tourbillonnaire sur le bas du culot, mais seulement une oscillation de la couche de cisaillement qui interagit avec la structure haute T_h . L'oscillation de la traînée est alors uniquement associée à la formation et à l'advection de structures tourbillonnaires sur le haut du culot (T_{h1} et T_{h2} Figure 3.87). De même, les champs instantanés de vorticité montrent que la structure T_{h2} reste confinée sur le haut du culot pendant sa phase de formation. Contrairement au cas sans contrôle, les structures ne balaient pas toute la surface du culot, et la distribution de pression statique pariétale sur le culot varie moins dans le temps que pour le cas sans contrôle. Cette observation permet alors d'expliquer l'augmentation moyenne de pression statique pariétale observée sur le culot et la réduction de l'amplitude d'oscillation mise en évidence Figure 3.83. En ce sens, les jets agissent comme des éléments séparateurs qui repoussent vers l'aval la formation des structures tourbillonnaires.

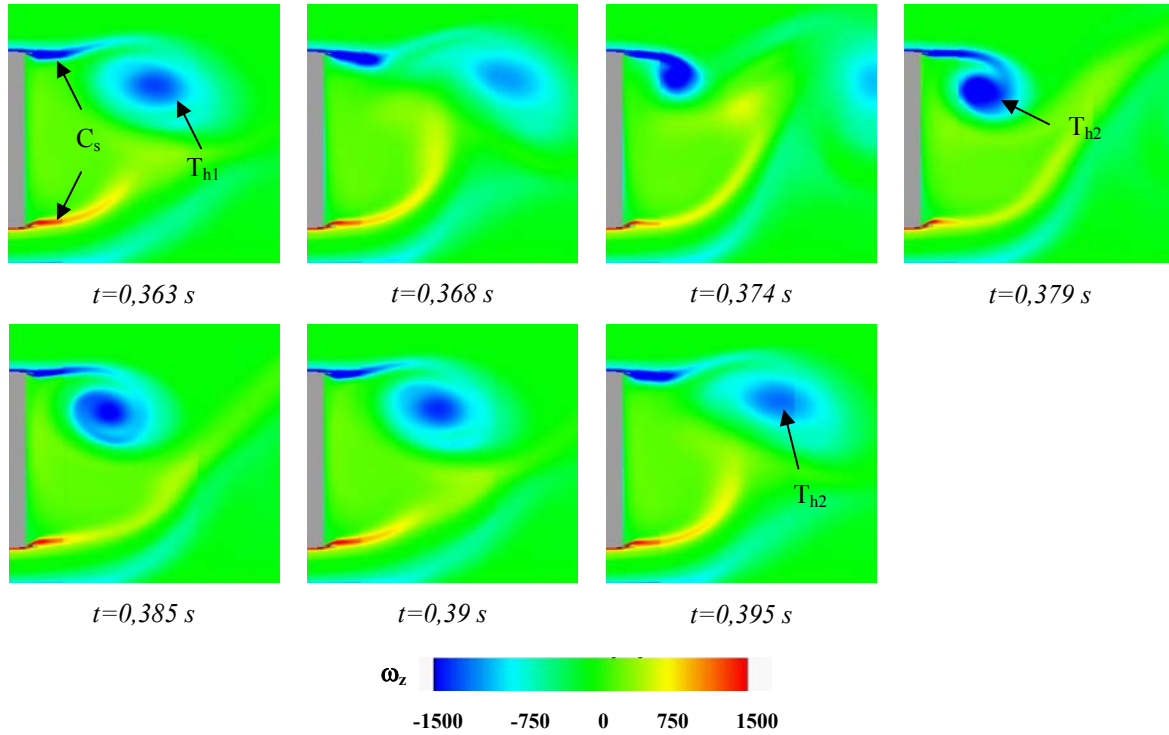


Figure 3.87- - Champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage, avec contrôle, pour différents temps de simulation.

1.4- Conclusion.

L'étude préliminaire 2D présentée dans cette section permet de valider la performance du contrôle par soufflage sur des géométrie de type culot droit et d'analyser l'influence des différents paramètres de contrôle. Les mécanismes mis en jeu sont également analysés à partir des champs moyens et instantanés de vorticité et de perte de pression statique et totale.

Les jets d'air distribués sur le haut et le bas du culot de la géométrie agissent comme des éléments séparateurs longitudinaux qui orientent les filets fluides au niveau de la discontinuité géométrique sur le haut et le bas du culot. L'inclinaison de la vitesse de soufflage permet alors de resserrer la section transversale de sillage. L'étude paramétrique

montre que l'influence de l'inclinaison de la vitesse de soufflage est prépondérante. L'inclinaison doit être suffisamment importante pour que la déviation des lignes de courant persiste dans le sillage et entraîne des réductions significatives dans la section transversale du sillage. Un jet incliné à 45° , avec un coefficient de débit de quantité de mouvement $C_\mu = 7 \cdot 10^{-3}$ permet ainsi d'obtenir jusqu'à 25% de réduction de traînée. Pour des inclinaisons plus faibles, la déviation des lignes de courant et la réduction de la section transversale de sillage sont moins importantes et les réductions de traînée obtenues sont de l'ordre de 10%. Au contraire, pour des inclinaisons supérieures, le jet d'air entraîne localement la formation d'une structure tourbillonnaire transversale qui dégrade les résultats.

Les résultats indiquent que l'application des jets d'air entraîne également une réduction des pertes énergétiques dans le sillage associées au mouvement de recirculation du fluide, et une augmentation de la pression statique sur le culot. Les jets d'air modifient en effet la dynamique des structures tourbillonnaires contra rotatives qui se développent sur le culot de la géométrie. Lorsque le soufflage est appliqué, la structure issue de l'écoulement de soubassement est quasiment éliminée et la structure haute reste confinée au voisinage de la ligne de séparation, ce qui se traduit par la recompression de l'écoulement au culot.

Les résultats obtenus par voie numérique 2D confirment l'intérêt des contrôles fluidiques, par soufflage, pour des écoulements de type culot droit. Le sillage de la géométrie reste essentiellement 2D dans le cas du culot droit [Ahm84], et les résultats se dégradent potentiellement moins en 3D que dans le cas du culot incliné où apparaissent des structures longitudinales très énergétiques. Les configurations de contrôle identifiées ici doivent cependant être testées sur des écoulements 3D avant d'envisager des simulations expérimentales.

2- Etude numérique 3D : Contrôle de l'écoulement de sillage.

Les résultats identifiés dans la section précédente sont repris dans cette section sur une simulation numérique 3D de l'écoulement autour du culot droit, présentée dans le paragraphe suivant.

2.1- Protocole de la simulation numérique

La simulation numérique est identique à celle utilisée dans le cas du culot incliné. Seule la géométrie, le maillage et les conditions limites associées aux sections de contrôle sont modifiées.

La géométrie utilisée est de type culot droit, donnée Figure 3.88. La longueur L , la largeur l et la hauteur H sont respectivement données par $L=1,044$ m, $l=0,389$ m et $H=0,288$ m. La hauteur laissée pour l'écoulement de soubassement est de $h=0,17$ H . Le domaine de calcul est un parallélépipède rectangle dont la longueur et la section sont respectivement données par $30 L$ et $20L \times 10H$.

Dans les blocs B_0 , situés au niveau des arêtes de la périphérie du culot (Figure 3.89), la résolution des mailles est de $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ m. Le maillage est ensuite relâché dans les blocs de niveau 1 et 2 (B_1 et B_2 Figure 3.89), et la géométrie est entièrement contenue dans le bloc B_3 , de résolution $2 \cdot 10^{-3}$ m (Figure 3.89). Dans ce dernier bloc, le premier nœud de calcul est situé à $y^+ = 120$ sur le pavillon. L'épaisseur de la couche limite qui se développe sur le pavillon est de $2 \cdot 10^{-2}$ m au niveau de la fin du pavillon, et 10 points de calcul sont permettant de représenter le déficit de vitesse dans la couche limite. Le volume de simulation de résolution $2 \cdot 10^{-3}$ m est étendu jusqu'à $1,5 H$ en aval du culot, afin de placer suffisamment de points de calculs dans le sillage. La taille des mailles augmente ensuite en s'éloignant de la géométrie, dans les blocs B_4 à B_{12} . Le maillage volumique total compte $16,7 \cdot 10^6$ points de calculs, dont près de $15 \cdot 10^6$ réparti dans le voisinage de la géométrie. Le maillage surfacique, triangulaire, contient $1,2 \cdot 10^6$ cellules.

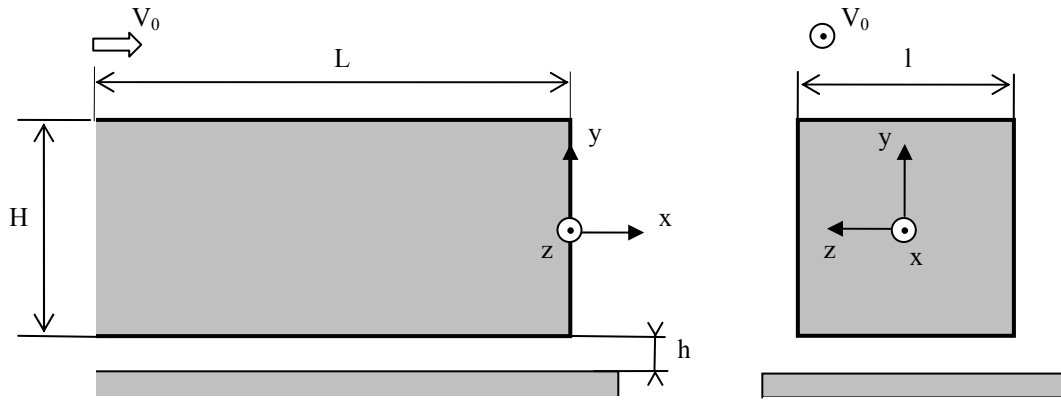


Figure 3.88- Géométrie étudiée

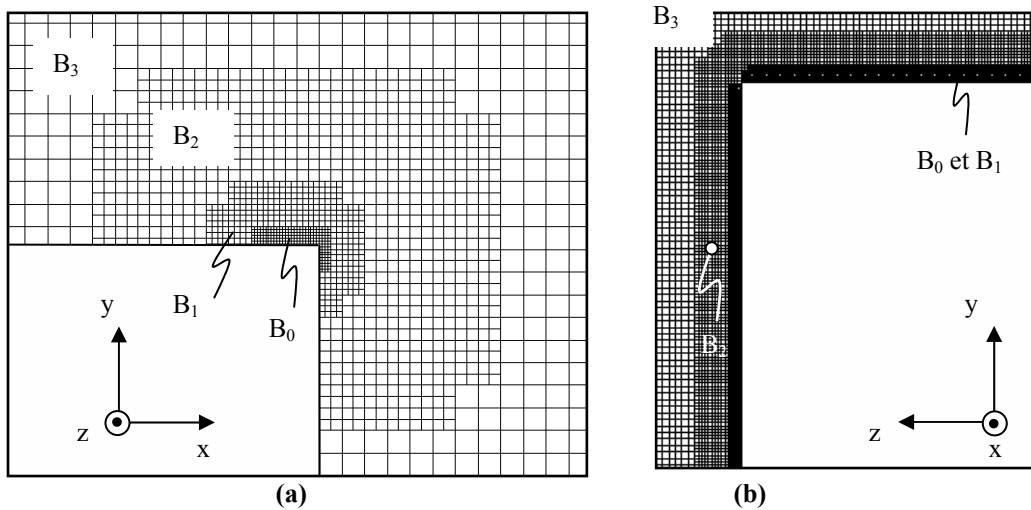


Figure 3.89- Représentation du maillage autour de la géométrie : (a) coupe dans le plan longitudinal médian, (b) Coupe dans le plan transversal

Le contrôle se fait à travers 4 fentes de largeur $e=10^{-3}$ m, réparties sur la périphérie du culot, tangentes au pavillon, au soubassement et aux parois latérales (Figure 3.90). La longueur des fentes verticales et horizontales est respectivement de $\lambda_1/H=0,93$ et $\lambda_2/H=1,32$. Une condition de vitesse uniforme est appliquée sur la fente afin de modéliser les débits d'air entrant dans le cas de l'aspiration, sortant dans le cas du soufflage. Les composantes de la vitesse déterminent les différents paramètres du contrôle étudiés dans cette partie : soufflage ou aspiration selon le signe de la composante selon x , module de la vitesse, inclinaison de la vitesse grâce aux valeurs des composantes transversales.

Le critère CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) impose alors un pas de temps de $1,354 \cdot 10^{-6}$ s. L'écoulement est simulé sur 500 000 itérations, (soit 0,7 s de simulation) et les résultats sont relevés en moyenne entre les itérations 50 000 et 500 000 (0,61 s).

L'écoulement est tout d'abord simulé sans contrôle afin de s'assurer de la bonne représentation des structures décollées de sillage par le code. Les résultats sont présentés dans la partie suivante.

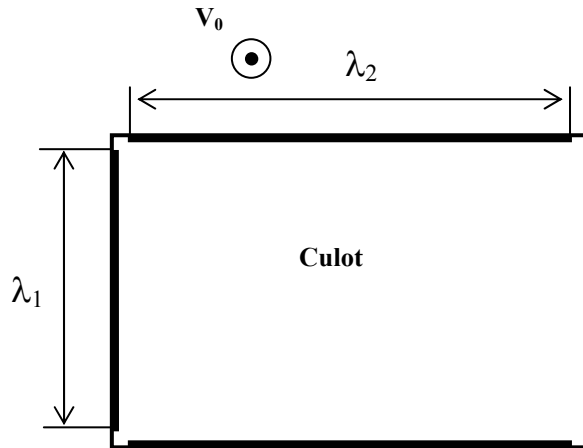


Figure 3.90- Mise en place du contrôle sur le culot de la géométrie

2.2- Analyse de l'écoulement sans contrôle

La topologie de l'écoulement sans contrôle est analysée dans un premier temps à partir des champs moyens de pertes de pression totale et statique, de vorticité et de vitesse obtenus sur 0,6 s de simulation. Une étude fréquentielle permet dans un second temps de compléter ces résultats.

2.2.1- Topologie du champ moyen

La topologie de l'écoulement est caractérisée Figure 3.91 par une iso surface de perte de pression totale de coefficient C_{pi} égale à 1,17. Les filets fluides issus du pavillon, du soubassement et des parois latérales de la géométrie décollent sur la périphérie du culot et une structure tourbillonnaire torique caractéristique des sillages de corps épais apparaît en aval de la géométrie (W sur la Figure 3.91). Cette structure est également observée expérimentalement par Ahmed *et al.* [Ahm84] ou Duell *et al.* [Due99] et numériquement par Krajnovic *et al.* [Kra03]. La zone de recirculation qui se développe dans le sillage est le siège de pertes de pression totale importantes, mises en évidence Figure 3.91 ($C_{pi}=1,17$).

L'interaction entre cette structure torique et l'écoulement principal conduit à la formation de 2 structures tourbillonnaires longitudinales contra rotatives [Ahm84][Due99][Kra03], en aval de la zone de recirculation. Ces structures sont mises en évidence Figure 3.91 (T_1 et T_2) par la cartographie des lignes de courant relevée dans un plan transversal situé à l'abscisse réduite $x/H=3$. Ces structures apparaissent pour $x/H=1,4$ et sont encore présentes à la limite du domaine de mesure ($x/H=7$). Des résultats similaires sont observés pour un véhicule de type culot droit par Huchot [Huc98] qui identifie cependant 2 paires de tourbillons longitudinaux contrarotatifs en forme de fer à cheval. Ces différences sont discutées dans la suite du document.

Afin de compléter ces résultats, la cartographie des lignes de courant (Figure 3.92) permet de visualiser la structure torique W en coupe dans le plan longitudinal médian. Deux structures contrarotatives de centre tourbillonnaire F_1 et F_2 se développent respectivement sur le haut et le bas du culot. Les lignes de courant indiquent que la structure du sillage n'est pas symétrique dans la direction verticale : la structure haute (foyer F_1) est plus importante que la structure basse (foyer F_2). Un point N d'attachement apparaît sur le bas du culot ($y/H=-0,2$), mais seule la structure haute semble prendre appui sur la paroi du culot. Cette dissymétrie est également observée expérimentalement par Duell *et al.* [Due99] et numériquement par Krajnovic *et al.* [Kra03], sur une géométrie similaire. L'effet de blocage dans le soubassement et les fuites latérales de fluide mises en évidence par Chometon *et al.* [Cho96] limitent en effet la quantité

de mouvement issue du soubassement qui alimente la structure tourbillonnaire basse (Figure 3.92). Plus en aval, les lignes de courant font également apparaître un point singulier S de type selle situé à l'abscisse réduite $x/H=1,35$ (Figure 3.92).

Cette dissymétrie de l'écoulement peut expliquer les différences observées précédemment dans la bibliographie, Huchot [Huc98]. Le tourbillon bas (de centre F_2 sur la Figure 3.92) apparaît moins énergétique et la paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs alimentée par l'écoulement de soubassement se dissipe très rapidement (structures T la Figure 3.91). Ces structures n'apparaissent plus pour $x/H=1.4$.

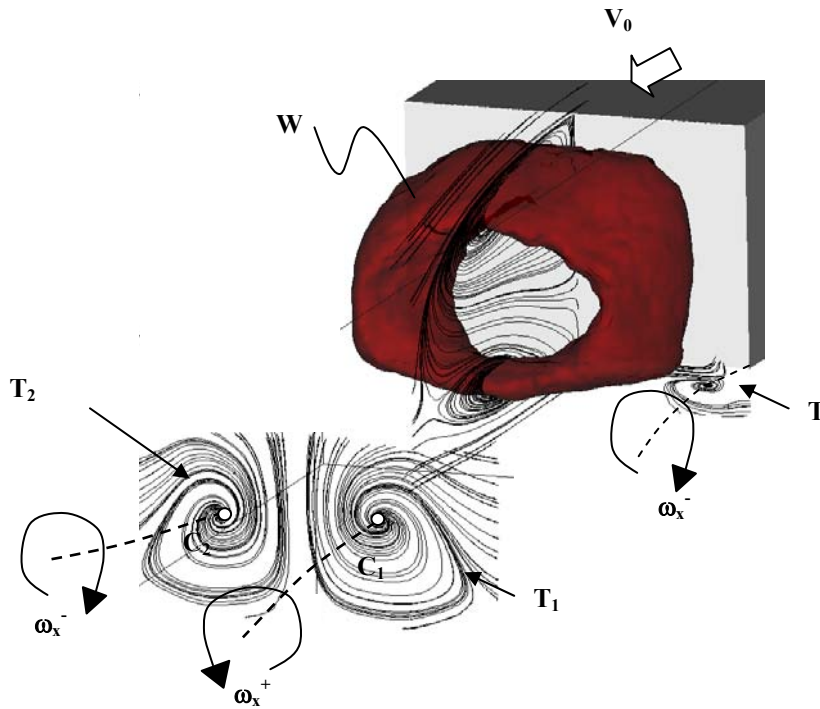


Figure 3.91- Topologie de l'écoulement dans le sillage d'une géométrie de type culot droit

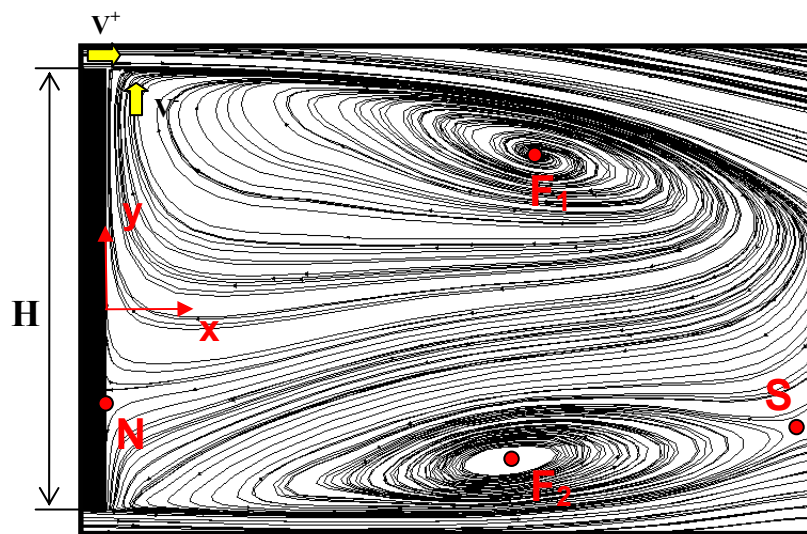


Figure 3.92- Cartographie des lignes de courant relevées dans le plan longitudinal médian

La structure de la zone de recirculation est plus particulièrement analysée à partir des profils de vorticité ω_z relevés dans le plan longitudinal médian ($z=0$), pour différentes abscisses réduites x/H . Pour chaque profil, les résultats reportés Figure 3.93 montrent l'existence d'un pic de vorticité. Ce maximum indique la position de la couche de cisaillement qui se développe entre la zone de recirculation, où les filets fluides s'enroulent autour des centres tourbillonnaires F_1 et F_2 , et l'écoulement principal. La discontinuité géométrique peut se modéliser comme une discontinuité de vitesse (V^+, V^-) sur la Figure 3.92 qui alimente le cisaillement. Lorsque le plan de mesure se déplace vers l'aval (x/H augmente), les résultats reportés Figure 3.93 mettent en évidence un élargissement du pic de vorticité. La valeur maximale de vorticité décroît et sa position se rapproche du plan médian ($y=0$). Ces résultats sont caractéristiques de la dissipation de la zone de cisaillement, associée à la diffusion visqueuse et à l'interaction entre les 2 couches de cisaillement (haute et basse). En dehors de cette couche de cisaillement, et dans la zone de recirculation, l'écoulement est caractérisé par un déficit de vitesse longitudinale mis en évidence Figure 3.94 par les profils verticaux de vitesse longitudinale relevée dans le plan longitudinal médian ($z=0$) pour différentes abscisses réduites x/H .

Les résultats indiquent l'existence d'un courant de retour ($V_x < 0$) situé au voisinage du plan médian ($y/H=0$), pour $x/H < 1.7$, qui apparaît également sur la cartographie des lignes de courant Figure 3.92. L'intensité du courant retour est maximum pour $x/H=1$, avec $V_{x\min}$ de l'ordre de $-0,4 V_0$ relevé au voisinage de la position $y/H=-0.1$. En se déplaçant en direction du culot et pour $x/H=0.1$, les particules fluides ralentissent du fait de la présence de la paroi, et $V_{x\min}$ est voisin de $-0,06 V_0$ sur toute la hauteur du culot ($-0.5 < y/H < 0.5$). De même, l'intensité du courant retour diminue en se déplaçant vers l'aval ($V_{x\min} \sim -0,15 V_0$ en $y/H=-0.1$, pour $x/H=1.5$) et disparaît pour $x/H=1.7$: $V_{x\min}=0$ en $y/H=-0.2$. L'écoulement reste cependant de type sillage avec un déficit de vitesse par rapport à l'écoulement principal, qui a tendance à s'estomper en se déplaçant vers l'aval (Figure 3.94).

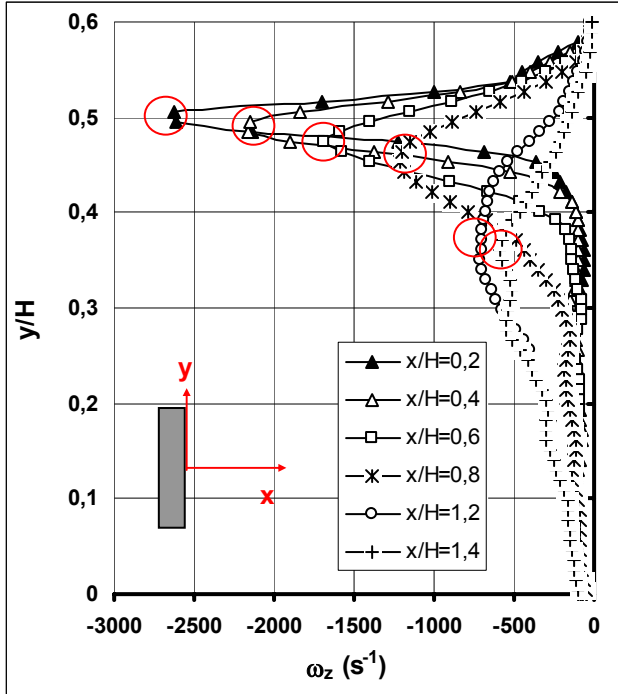


Figure 3.93- Profils verticaux de vorticité ω_z , relevés dans le plan longitudinal médian pour différentes abscisses réduites x/H

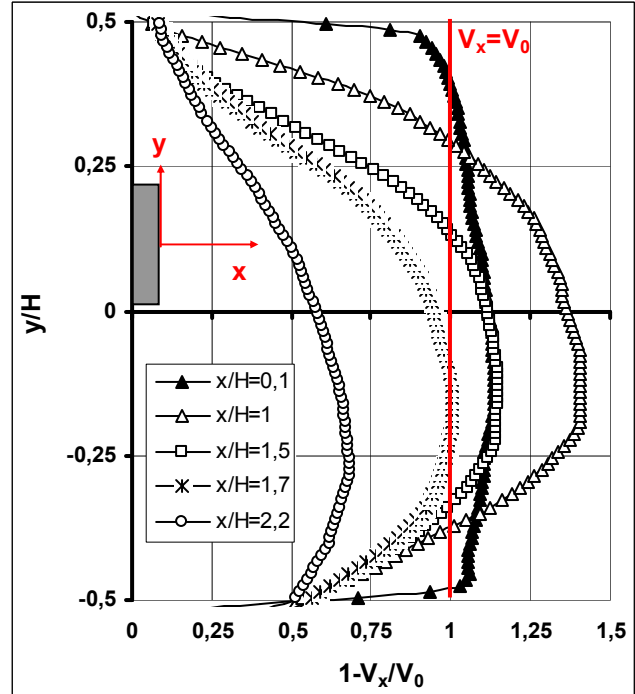


Figure 3.94- Profils verticaux de déficit de vitesse longitudinale dans le sillage, relevés dans le plan longitudinal médian pour différentes abscisses réduites x/H

Les résultats présentés Figure 3.93 et Figure 3.94 sont caractéristiques du développement et de la dissipation d'une zone de recirculation dans le sillage d'un corps épais. Afin de compléter ces résultats, la section suivante s'intéresse plus particulièrement à la couche de cisaillement qui se développe sur la périphérie du culot. Cet aspect est abordé à partir des champs instantanés du critère λ_2 qui permet d'identifier localement les structures tourbillonnaires cohérentes. Soit $\overline{\mathbf{S}}$ et $\overline{\mathbf{\Omega}}$ représentant respectivement la partie symétrique et antisymétrique du tenseur de déformation, le tenseur $\overline{\mathbf{\Omega}}^2 + \overline{\mathbf{S}}^2$ admet 3 valeurs propres réelles : λ_1 , λ_2 et λ_3 . Une structure tourbillonnaire est alors définie localement par $\lambda_2 < 0$ [Jeo95]. Ce critère est utilisé dans la section suivante pour identifier les structures tourbillonnaires qui se développent dans la couche de cisaillement, appelées structures de cisaillement dans la suite du document.

2.2.2- Champs instantanés : étude de la couche de cisaillement

La couche de cisaillement qui se développe sur la périphérie de la zone de recirculation est analysée à partir des cartographies instantanées de λ_2 relevées dans le plan longitudinal médian pour différents temps de simulation. Les résultats reportés Figure 3.95, limités aux valeurs de λ_2 inférieures à -1 pour plus de lisibilité, montrent clairement la formation de structures cohérentes en fin de pavillon (point A) et sur le bas du culot (point B). Ces structures sont associées à la formation d'instabilités de Kelvin-Helmoltz, dans la couche de cisaillement qui se développe au niveau de la rupture de pente. Elles sont entraînées par le courant principal dans la couche de cisaillement, mais les résultats relevés aux temps $t=0,517$ s (Figure 3.95.b) et $t=0,657$ s (Figure 3.95.c) montrent qu'elles restent principalement localisées au niveau de la couche de cisaillement et ne participe que très faiblement à l'écoulement de retour. Principalement accrochées à la région cisailée, ces structures sont progressivement advectées puis dissipées vers l'aval.

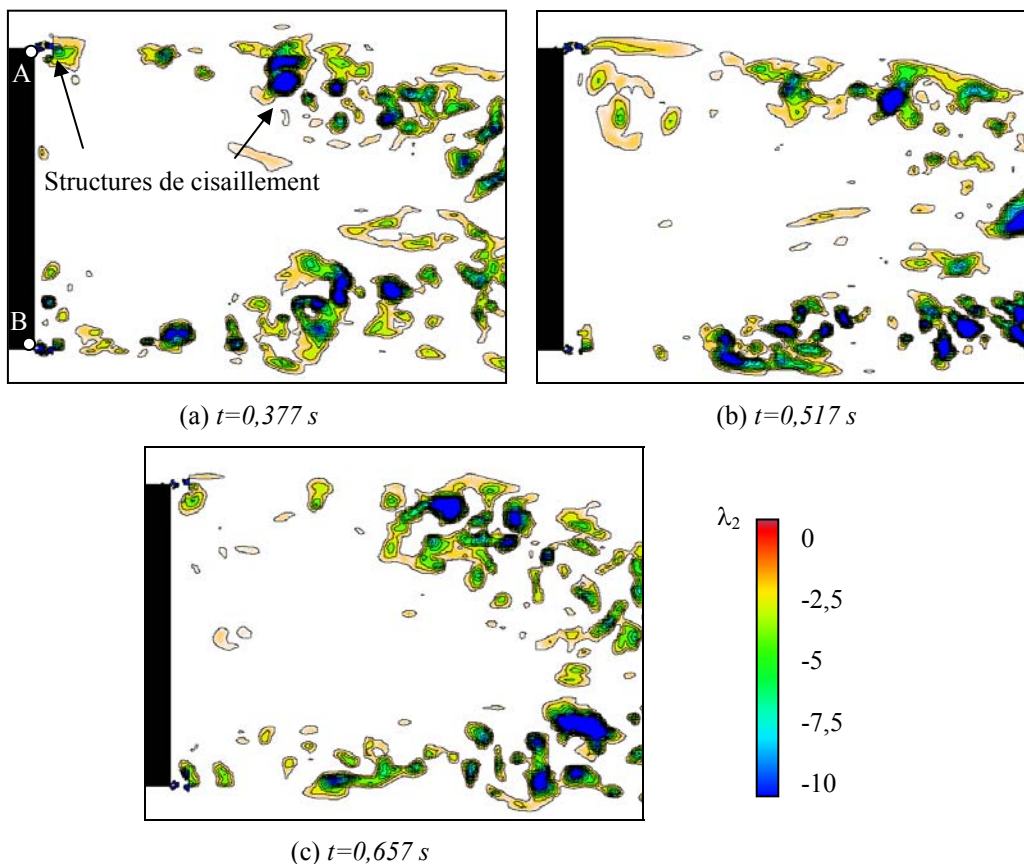


Figure 3.95- Cartographies instantanées de λ_2 relevées dans le plan longitudinal médian : (a) à $t=0,377$ s (b) à $t=0,517$ s (c) à $t=0,657$ s

La dynamique des structures de cisaillement est alors analysée à partir de l'évolution fréquentielle du critère λ_2 relevé sur une sonde placée dans le plan longitudinal médian, au niveau du point de séparation A (Figure 3.95.a), à l'abscisse réduite $x/H=0,035$. Le temps d'acquisition T la fréquence d'échantillonnage f_e sont respectivement de $T=0,7$ s et $f_e=7000$ Hz. Pour ces valeurs, la gamme de fréquence identifiable pour l'analyse spectrale est comprise entre 1,4 Hz ($1/T$) et 3500 Hz ($f_e/2$). Dans les développements qui suivent, l'analyse s'effectue à partir du nombre de Strouhal donné par la relation (3.39) (chap. 3.2 § 1.3.2).

Les résultats exprimés sous forme de densité spectrale de λ_2 (Figure 3.96) font apparaître un pic d'amplitude pour $S_{ic}=0,18$, auquel est associé le passage des grosses structures cohérentes de culot. (voir les résultats 2D chap. 3.3 § 1.3.2). Des valeurs similaires sont relevées dans le sillage d'un cylindre circulaire ($S_i=0,21$ [Don05]) ou carré ($S_i=0,13$ à $0,15$ [Den93][Bos98]). Les pics relevés pour des fréquences supérieures correspondent aux harmoniques de la fréquence S_{ic} : $S_i=0,36 \sim 2S_{ic}$, $S_i=0,59 \sim 3S_{ic}$ et $S_i=0,7 \sim 4S_{ic}$. Enfin, un pic particulier est relevé pour le nombre de Strouhal de 1,3 (Figure 3.96). A cette valeur est associée la fréquence $f=180$ Hz qui correspond à 7,22 fois la fréquence de formation des structures tourbillonnaires principales ($S_t=0,18$ ou $f=25$ Hz, Figure 3.96). Les résultats proposés par Dong *et al.* [Don05] sur un cylindre associent cette fréquence haute à la formation de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement (*Shear Layer Vortices*), mises en évidence à l'aide de cartographies des vecteurs vitesse, avec une fréquence S_i correspondant à 7,33 fois la fréquence de lâchés des structures principales. Ces résultats suggèrent donc que la fréquence haute identifiée Figure 3.96 caractérise la formation et l'advection des structures de cisaillement mises en évidence Figure 3.95 dans la couche de cisaillement.

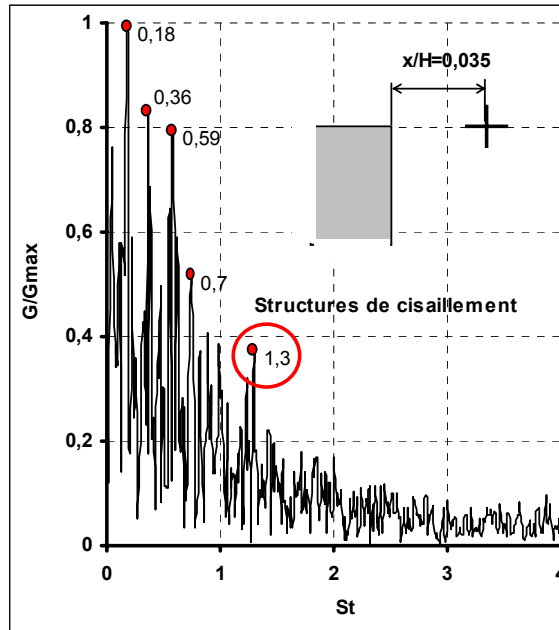


Figure 3.96- Densité spectrale du critère l_2 relevée dans le plan longitudinal médian, à l'abscisse réduite $x/H=0,035$

Afin de confirmer ce résultat, l'étude fréquentielle est reprise en considérant une nouvelle définition du nombre de Strouhal. L'objectif consiste à adimensionner la fréquence par des variables locales, dans la couche de cisaillement :

$$S_{t\omega} = \frac{f * \delta_\omega}{U_c} \quad (3.53)$$

avec f la fréquence relevée, δ_w l'épaisseur de la couche de cisaillement au niveau de la sonde et U_c la vitesse de convection des structures de cisaillement. Cette dernière n'est pas connue a priori, et peut être estimée par la relation :

$$U_c = \frac{U^+ - U^-}{2} \quad (3.54)$$

avec U^+ la vitesse de l'écoulement incident et U^- la vitesse dans la zone de recirculation.

L'épaisseur de la couche de cisaillement δ_w est estimée à partir du profil de vorticité selon z , relevée dans la direction verticale au niveau de la couche de cisaillement, à l'abscisse réduite $x/H=0,035$ (Figure 3.97).

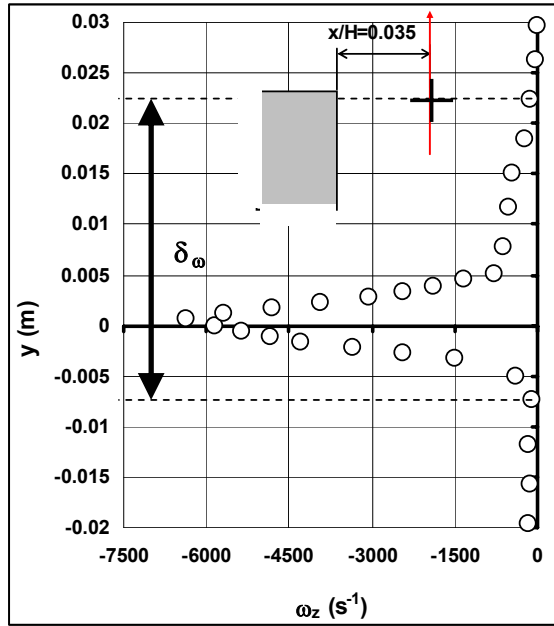


Figure 3.97- Profil de vorticité selon z , relevé dans la direction verticale, au niveau de la sonde, à l'abscisse réduite $x/H=0,035$

La vitesse estimée de convection des structures de cisaillement est alors de $U_c=20$ m.s⁻¹, et l'épaisseur de la couche de cisaillement, mesurée sur la Figure 3.97 est de $\delta_w=0,03$ m. Ces valeurs permettent d'associer un nombre de Strouhal local de $S_{to}=0,27$ à la fréquence haute identifiée sur la Figure 3.96, et ce nombre correspond typiquement aux fréquences adimensionnées (S_t de l'ordre de 0,25 à 0,33) associées aux instabilités de Kelvin-Helmholtz dans des couches de mélange classiques.

Les résultats présentés ici sont en bon accord avec les résultats relevés dans la bibliographie [Ahm84][Due99][Kra03] et les mécanismes identifiés corroborent les phénomènes physiques identifiés sur des géométries académiques comme le cylindre circulaire [Don05] ou carré [Den93][Bos98]. Chacune des structures tourbillonnaires identifiés est le siège de perte de pression statique et totale importante, et contribue au développement de la traînée aérodynamique. Dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique, une solution de contrôle par soufflage est utilisée dans la partie suivante, conformément aux résultats obtenus par voie numérique 2D (chap. 3.3 § 1).

2.3- Analyse de l'influence du soufflage

L'influence du soufflage sur l'écoulement est analysée dans sa globalité à partir des coefficients moyens de traînée obtenus sans contrôle et avec contrôle. Les résultats sont complétés par des cartographies de pression statique, de pression totale et de vitesse qui permettent d'identifier les mécanismes de contrôle et la topologie de l'écoulement contrôlé.

Dans un premier temps, et conformément aux résultats obtenus en 2D, le module de la vitesse de soufflage est fixé, avec $V_{\text{sou}} = 1,5 V_0$, et seule l'inclinaison θ est étudiée (Figure 3.98).

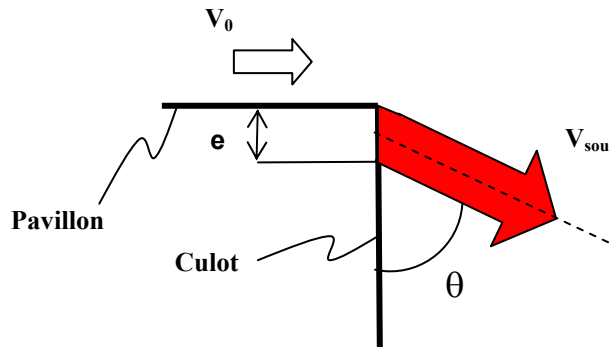


Figure 3.98- Définition des paramètres du contrôle par soufflage

2.3.1- Influence de l'inclinaison de la vitesse de soufflage

L'influence de l'inclinaison θ définie Figure 3.98 sur la performance du contrôle est analysée à partir de l'évolution du coefficient de traînée aérodynamique C_x moyen, Figure 3.99. Les réductions de traînée ΔC_x obtenues par rapport au cas sans contrôle sont reportées en pourcentage sur la courbe, et l'écart type associé à chaque moyenne est également indiqué. Les résultats font apparaître une inclinaison singulière pour laquelle la réduction de traînée est maximale : $\Delta C_x = -28,9\%$ pour $\theta = 45^\circ$. Les gains en traînée se dégradent rapidement lorsque l'inclinaison diminue (jet tangent à la paroi du culot), avec $\Delta C_x = -17,9\%$ pour $\theta = 30^\circ$. De même, le contrôle est moins efficace pour des inclinaisons supérieures à θ_0 , mais les gains obtenus restent significatifs : $\Delta C_x = -20,8\%$ pour $\theta = 60^\circ$ et $\Delta C_x = -17,1\%$ pour $\theta = 75^\circ$. Cette dernière inclinaison correspond à celle utilisée par Gilliéron *et al.* [Gil01] pour le positionnement des éléments séparateurs longitudinaux. La réduction de traînée obtenue est alors de 20%, soit du même ordre de grandeur que les réductions obtenues dans la présente étude. La similarité des résultats suggère que le jet d'air, généré au niveau des fentes, agit comme un élément séparateur fluide. Cette hypothèse, ainsi que l'évolution des performances du contrôle avec l'inclinaison des jets, est analysée dans la suite du document à partir de cartographies de vitesse et de lignes de courant.

Les cartographies de vitesse et les lignes de courant sont ainsi relevées dans le plan longitudinal médian ($z=0$), au niveau de l'arête supérieure du culot Figure 3.100 afin de compléter les résultats présentés précédemment. Pour $\theta = \theta_0 = 45^\circ$ et $\theta = 60^\circ$, les résultats indiquent que les lignes de courant sont déviées de 45° (respectivement 60°) par rapport à l'horizontal, au niveau de la rupture de pente (Figure 3.100). La quantité de mouvement introduite dans l'écoulement agit alors comme un élément séparateur qui guide les lignes de courant au niveau de la discontinuité géométrique. Sous l'effet d'advection de l'écoulement principal, les lignes de courant ont ensuite tendance à se réaligner selon V_0 , mais un angle de déviation résiduel, noté β sur la Figure 3.100, reste visible dans le sillage. Cette déviation résiduelle, de l'ordre de $\beta = 10^\circ$ pour $\theta = 45^\circ$ et $\theta = 60^\circ$, se traduit en aval de la géométrie par une réduction de la section transversale de sillage (cet aspect est détaillé dans la suite du document). Pour $\theta = 30^\circ$ (Figure 3.100), la quantité de mouvement introduite dans la direction tangente au culot entraîne la formation d'une structure tourbillonnaire transversale de centre F_3 . La rotation de cette structure dans le sens trigonométrique tend alors à redresser les lignes de courant et l'angle de déviation résiduel β relevé dans le sillage devient plus faible et proche de 5° . La formation de cette structure induit des pertes de pression totale qui dégradent la traînée et expliquent l'évolution du coefficient moyen de

traînée lorsque l'angle de soufflage est inférieur à 45° , donné Figure 3.99. Les résultats obtenus ici sont donc similaires aux résultats obtenus en 2D (voir chap. 3.3 § 1).

La quantité de mouvement injectée par soufflage perturbe la topologie de l'écoulement dans le sillage proche. Les sillages sont alors analysés avec et sans contrôle à partir des cartographies de ligne de courant relevées dans le plan longitudinal médian (Figure 3.101). Pour un angle de soufflage de 45° ou 60° , la dissymétrie identifiée Figure 3.92 pour l'écoulement sans contrôle disparaît (Figure 3.101.b et Figure 3.101.c). La quantité de mouvement injectée dans l'écoulement induit en effet un cisaillement important au niveau de la fente de soufflage. Le déficit de vitesse ΔV entre l'écoulement extérieur (V_0 Fig. 10.d) et Le taux de cisaillement associé au jet est alors prépondérant devant le taux de cisaillement associé à la discontinuité géométrique. Ainsi, les couches de cisaillement qui apparaissent sur le haut et le bas du culot sont identiques, et les structures tourbillonnaires contrarotatives qui se développent au culot deviennent symétriques (Figure 3.101.b et Figure 3.101.c). Le point d'attachement N remonte au centre du culot, et les centres tourbillonnaires F_1 et F_2 deviennent symétriques par rapport au plan médian $y=0$. Au contraire, lorsque l'angle du soufflage est inférieur à 45° ($\theta=30^\circ$ Figure 3.101.a), la quantité de mouvement introduite projetée sur la direction longitudinale diminue et le cisaillement induit par le soufflage n'est plus prépondérant devant le cisaillement induit par la géométrie. L'apparition d'une structure transversale sur le haut du culot (Foyer F_3) a même tendance à accentuer la dissymétrie et la position du point d'attachement N évolue vers le bas (Figure 3.101.a).

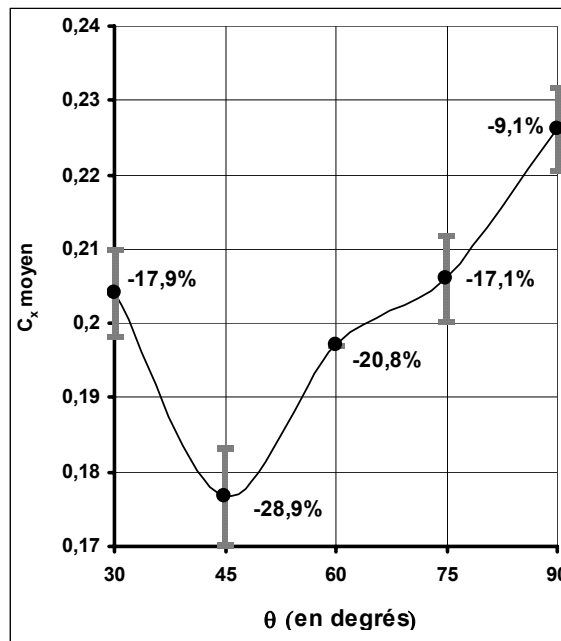


Figure 3.99- Evolution du coefficient moyen de traînée en fonction de l'inclinaison de la direction de la vitesse de soufflage.

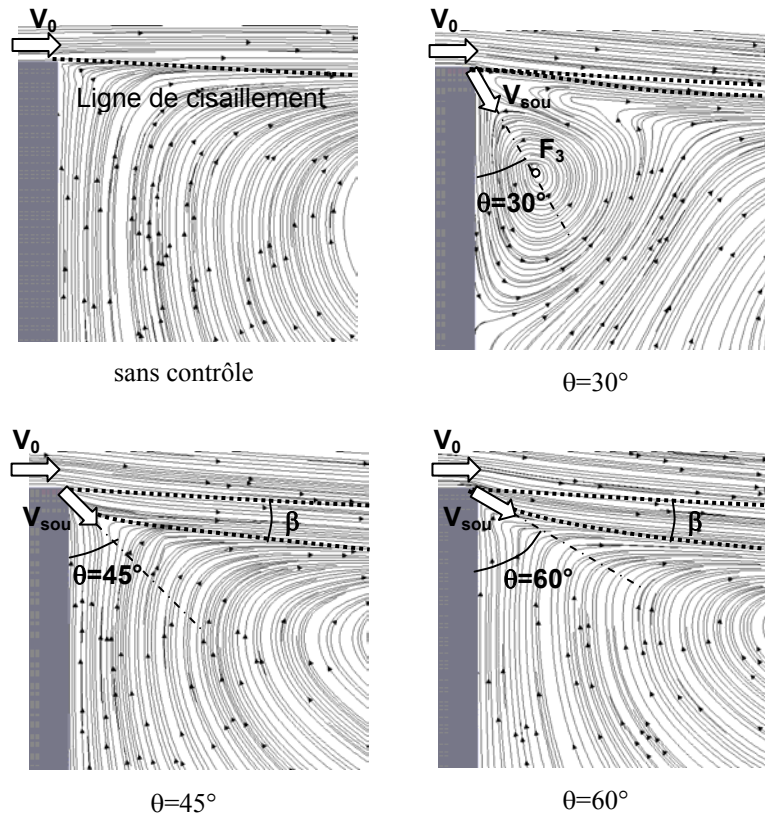


Figure 3.100- Cartographie des lignes de courant relevées dans le plan longitudinal médian, sur le haut du culot

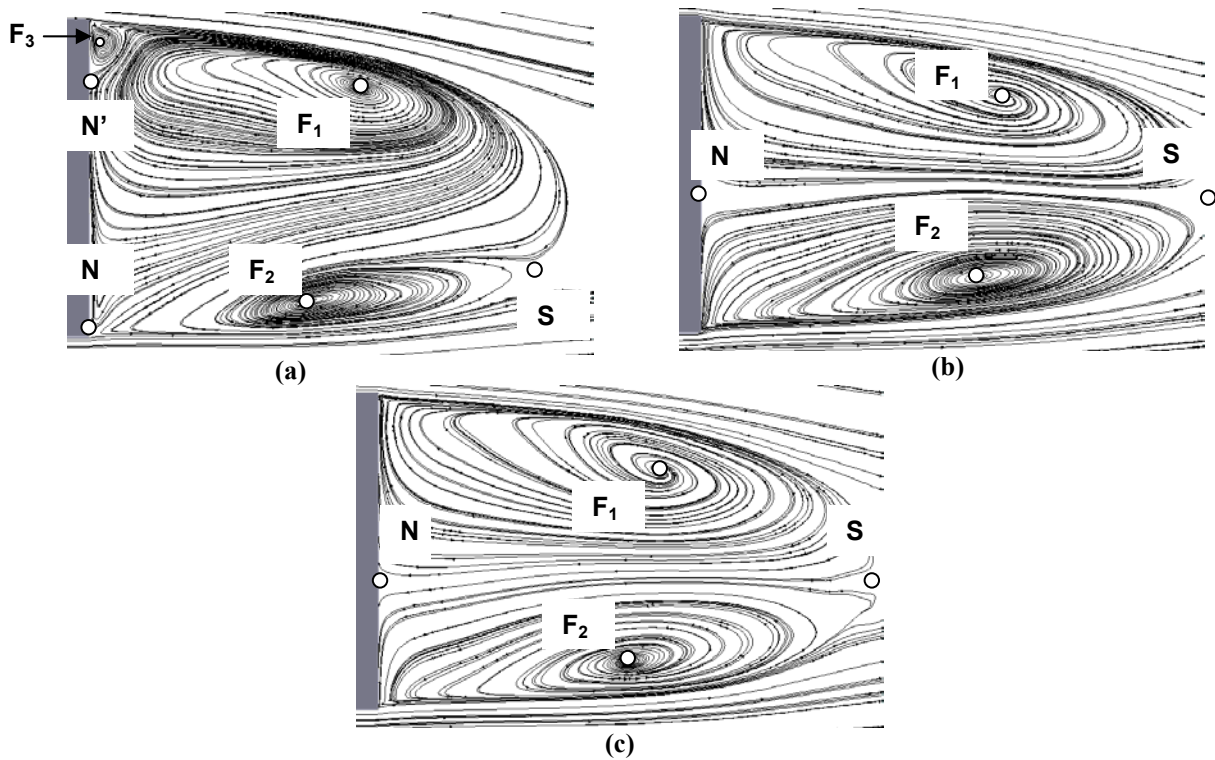


Figure 3.101- Cartographies des lignes de courant relevées dans le plan longitudinal médian ($z=0$) pour (a) $\theta=60^\circ$, (b) $\theta=45^\circ$ et (c) $\theta=30^\circ$

La relation d'Onorato (2.4) associe la valeur de la traînée à la section transversale S de sillage (1^{ère}, 2^{nde} et 3^{ème} intégrale), aux pertes de pression d'arrêt dans les structures tourbillonnaires (1^{ère} intégrale), à l'énergie cinétique de

rotation dans les structures tourbillonnaires longitudinales (2nde intégrale) et au déficit de vitesse longitudinale associée à la zone de recirculation (3^{ème} intégrale). Ainsi, dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique, le système de contrôle doit permettre de réduire la section transversale de sillage, de limiter l'intensité de rotation des structures tourbillonnaire, et de réduire les pertes de pression totale amont/aval. Implicitement, ce dernier objectif implique d'augmenter localement la distribution de pression statique sur la partie arrière de la géométrie (de limiter la traînée de pression).

A cet effet, les profils de coefficient de perte de pression d'arrêt sont relevés dans le plan longitudinal médian à l'abscisse réduite $x/H=0,5$ (Figure 3.102.a). La première observation concerne la valeur moyenne du coefficient de perte de pression totale le long du profil qui diminue lorsque le contrôle est appliquée : $C_{pimoy}=0,934$ sans contrôle, $C_{pimoy}=0,873$ pour $\theta=30^\circ$, $C_{pimoy}=0,823$ pour $\theta=45^\circ$ et $C_{pimoy}=0,847$ pour $\theta=60^\circ$. Cette réduction des pertes de pression totale traduit une réduction des pertes énergétiques dans le sillage et s'accompagne d'une réduction de traînée aérodynamique, conformément à la relation (2.4) (1^{ère} intégrale). L'évolution des pertes de pression totale dans le sillage est donc en bon accord avec l'évolution des coefficients moyens de traînée donnée Figure 3.99.

Pour chaque configuration (sans contrôle ou avec contrôle), les résultats font apparaître 2 pics de perte de pression totale situé sur le haut et le bas du profil (autour des ordonnées réduites $y/H=0,4$ et $y/H=-0,45$). Ces maxima correspondent à la présence de la couche de cisaillement où la vorticité est importante. La section transversale de sillage est alors caract ris e par la distance H_d qui sépare les 2 extrema (Figure 3.102.a). La distance H_d relev e sans contrôle représente $H_d=0,85H$ contre $H_d=0,75H$ pour les cas contrôlé $\theta=45^\circ$ et $\theta=60^\circ$, et $H_d=0,8H$ pour $\theta=30^\circ$. Ces résultats confirment bien les observations  voqu es Figure 3.101 et la réduction de la section transversale de sillage est associ e à la déviation des lignes de courant au niveau de la périphérie du culot ; conformément à la relation d'Onorato, cette réduction contribue à la diminution de la traînée aérodynamique identifi e Figure 3.99.

Le soufflage permet ainsi de limiter les pertes d'énergie volumique dans le sillage. Ces pertes énergétiques sont majoritairement associ es à l'existence d'un courant retour dans la zone de recirculation (mis en évidence Figure 3.92), et l'évolution de ce courant en présence du contrôle est caract ris e Figure 3.102.b par les profils de vitesse longitudinale relevés à l'abscisse réduite $x/H=0,5$. Les résultats indiquent que les jets d'air distribués sur la périphérie du culot permettent de limiter l'intensité du courant retour au centre de la zone de recirculation (entre les ordonn es réduites $y/H=-0,4$ et $y/H=0,2$). Ainsi, la vitesse longitudinale de retour passe de $V_x=-0,34V_0$ pour l'écoulement sans contrôle à $V_x=-0,34V_0$ pour $\theta=30^\circ$, $V_x=-0,23V_0$ pour $\theta=45^\circ$ et $V_x=-0,28V_0$ pour $\theta=60^\circ$. Les résultats présentés ici sont donc en bon accord avec les résultats proposés Figure 3.102.a.

Au niveau du culot (Figure 3.103), la réduction de vitesse de l'écoulement de retour s'accompagne d'un accroissement de la pression statique pariétale. Les dépressions locales importantes relev es aux ordonn es réduites $y/H=-0,5$ et $y/H=0,5$ sont dues à la présence des fentes de soufflage où la vitesse est très importante (de l'ordre de $1,5 V_0$). En dehors de ces pics, pour y/H compris entre $-0,45$ et $0,45$, la réduction des pertes de pression totale identifi e Figure 3.102.a dans le sillage se traduit par une remontée de pression statique au niveau du culot. Les résultats montrent alors que le contrôle permet d'augmenter la distribution de pression statique moyenn e sur la hauteur totale du culot : $C_{pmoy}=-0,14$ pour l'écoulement sans contrôle, $C_{pmoy}=-0,096$ pour $\theta=60^\circ$, $C_{pmoy}=-0,087$ pour $\theta=45^\circ$ et $C_{pmoy}=-0,105$ pour $\theta=30^\circ$. Ainsi, la dépression introduite au niveau des fentes de soufflage (au voisinage de $y/H=0,5$ et $y/H=-0,5$ Figure 3.103) apparaît largement compens e par la recompression de l'écoulement sur le centre du culot (pour y/H compris entre $-0,45$ et $0,45$, Figure 3.103). Cette contribution apparaît tacitement dans l'expression (3.53) de la traînée aérodynamique (1^{ère} intégrale) et est associ e à la réduction de la traînée de pression F_{xp} définie par :

$$F_{xp} = \frac{1}{2} \rho V_0^2 \int_S C_p \vec{n} \cdot \vec{x} d\sigma \quad (3.53)$$

où \vec{n} représente la normale sortante à la géométrie.

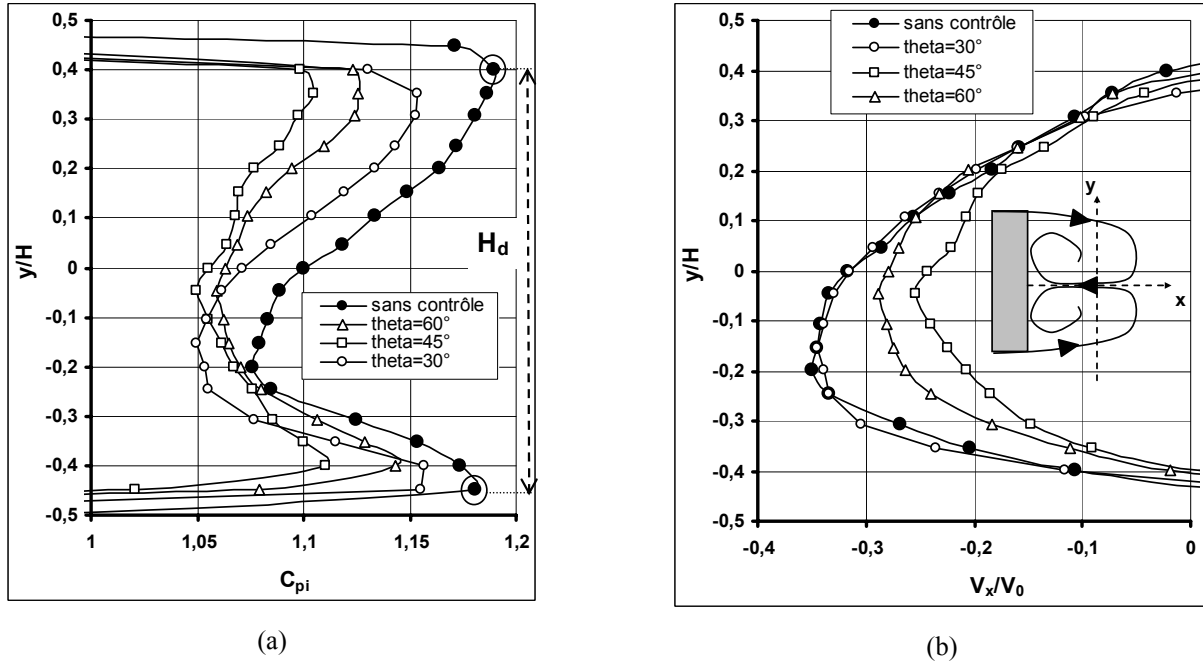


Figure 3.102- Profils relevés dans le plan longitudinal médian avec et sans contrôle, à l'abscisse réduite $x/H=0,5$: (a) Coefficient de perte de pression totale (b) Vitesse longitudinale.

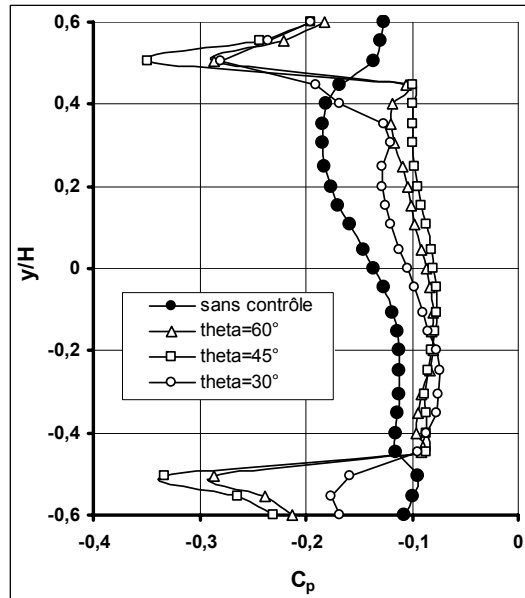


Figure 3.103- Profils du coefficient de perte de pression statique relevée dans le plan longitudinal pour $x/H=0,01$

L'origine des réductions de traînée observées Figure 3.99 est ici clairement établie : les gains de traînée proviennent essentiellement de la réduction de la section transversale de sillage, de la réduction des pertes énergétiques dans la zone de recirculation et de l'augmentation des pressions statiques sur le culot. Le premier point est directement associé à la déviation des lignes de courant mise en évidence Figure 3.101. Le second et le troisième point sont associés à la

réduction du module de vitesse dans le courant retour qui caractérise la zone de recirculation. A ce niveau de l'étude, le problème revient donc à déterminer l'origine de cette augmentation de vitesse dans la zone de recirculation.

A cet effet, les cartographies instantanées de λ_2 sont relevées dans le plan longitudinal médian pour différents temps de simulation (Figure 3.104). Au voisinage immédiat du point A, les structures de cisaillement suivent la direction de la vitesse de soufflage ($\theta=45^\circ$ par rapport au plan du culot). Plus en aval, l'influence est moins significative et le nombre des structures tourbillonnaires, mises en évidence à partir du critère λ_2 , augmente au niveau du culot.

Ces résultats suggèrent que les structures de cisaillement émises avec soufflage sont transportées par le courant de retour dans la zone de recirculation avant de se dissiper. La présence de ces structures dans le sillage proche semble alors assurer un meilleur transfert de quantité de mouvement (mélange) entre le courant principal (à la vitesse V_0) et le courant secondaire (de vitesse longitudinale négative) dans la région décollée de culot. L'amélioration du transfert de quantité de mouvement se traduit par une réduction des modules des vitesses du courant retour, mise en évidence Figure 3.102.b.

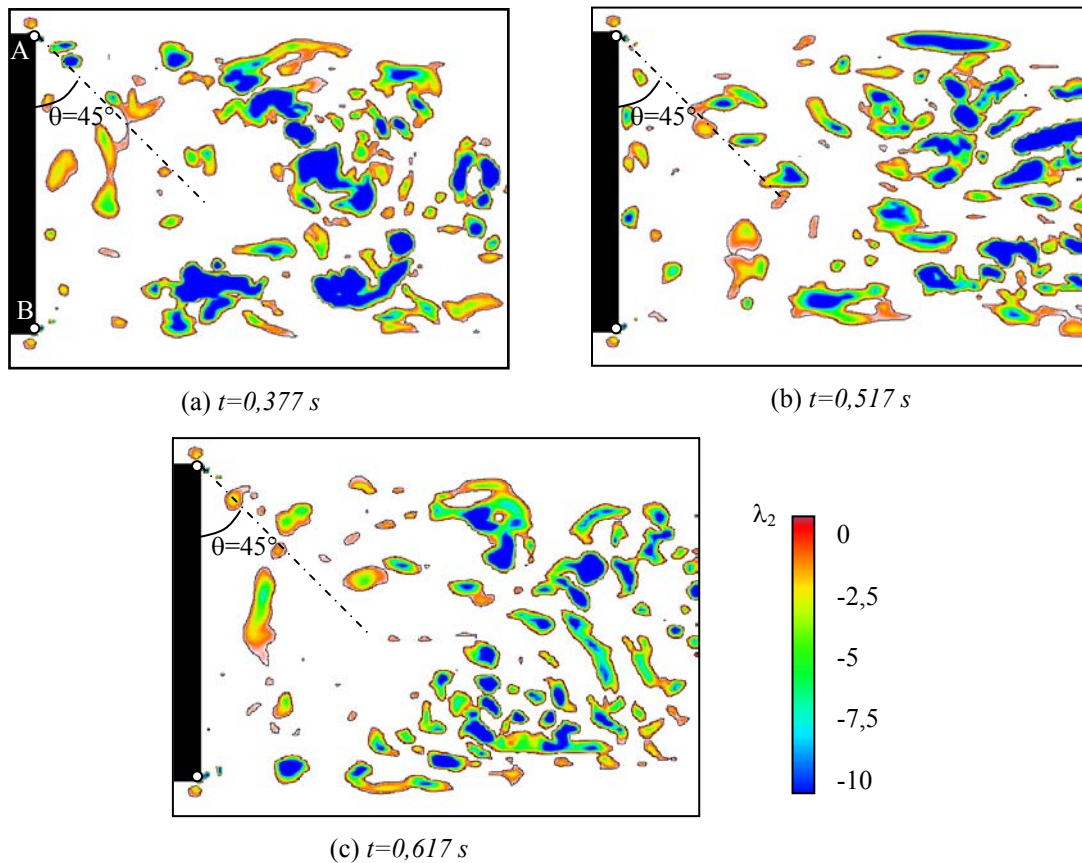


Figure 3.104- Champs instantanés de λ_2 relevés dans le plan longitudinale médian, avec contrôle

Les mécanismes de contrôle associés à la solution de soufflage présentée ici sont résumés schématiquement Figure 3.105. Les jets inclinés, distribués sur la périphérie du culot, permettent d'incliner les lignes de courant, et de réduire significativement la section transversale de sillage. La quantité de mouvement introduite dans l'écoulement permet de plus d'augmenter le nombre de structures tourbillonnaires émises dans la couche de cisaillement. Ces structures sont entraînées par l'écoulement de retour qui les ramène dans la zone de recirculation où elles assurent un meilleur transfert de quantité de mouvement avec l'écoulement principal. La distribution verticale de vitesse est donc homogénéisée et la vitesse de retour de l'écoulement, dans la zone de recirculation, est réduite. Cette diminution du déficit de vitesse se

traduit par une réduction des pertes d'énergie volumique associées, et par une recompression de l'écoulement au niveau du culot. La traînée de pression est ainsi réduite de façon significative.

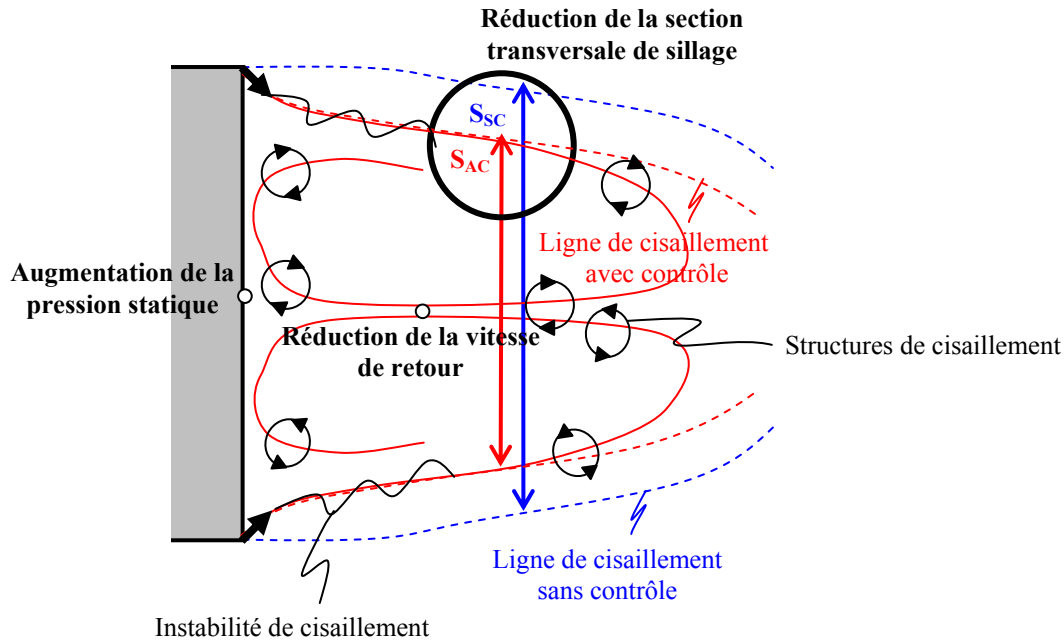


Figure 3.105- Schéma récapitulatif des mécanismes de contrôle par soufflage

Les réductions de traînée aérodynamique obtenues à l'aide d'une solution de soufflage sont très importantes ($\Delta C_x = -29\%$, Figure 3.99). Cependant, compte tenu de l'importance des débits soufflés et des pertes de charges associées au passage des fentes, le calcul de l'efficacité ξ du contrôle, à partir de la relation (3.47) (chap. 3.2 § 2.3), montre que le rendement énergétique est défavorable, avec $\xi = 0,4$. Le contrôle n'est donc pas efficace puisque la puissance consommée pour générer le débit d'air soufflé est supérieure à la puissance économisée, associée à la réduction de traînée de la géométrie.

Dans la perspective d'une application sur véhicule réel, l'efficacité du contrôle doit donc être améliorée. Le système de soufflage n'est pas connu a priori, et il n'est pas possible, à ce niveau de l'étude, de réduire les pertes de charge qui lui sont associées. La solution consiste alors à réduire le débit d'air soufflé tout en conservant une réduction de traînée conséquente. Cet aspect est traité dans la partie suivante.

2.3.2- Réduction du débit soufflé

La relation (3.47) montre que l'efficacité du contrôle est inversement proportionnelle à la vitesse de soufflage au cube. Ainsi, réduire la vitesse de soufflage permet d'obtenir rapidement des réductions significatives de la puissance consommée. Il s'agit alors de s'assurer que la performance du contrôle reste significative pour de faibles vitesses de soufflage.

La configuration de contrôle définie Figure 3.98 est reprise en fixant cette fois l'inclinaison de la vitesse de soufflage à $\theta = 45^\circ$ et en faisant varier la vitesse V_{sou} de soufflage. Trois vitesses supplémentaires sont testées, avec $V_{\text{sou}} = 0,5V_0$, $V_{\text{sou}} = 0,75V_0$ et $V_{\text{sou}} = V_0$.

Les coefficients moyens de traînée associés à chaque configuration de contrôle sont reportés sur la Figure 3.106. Les résultats montrent que la performance du contrôle se dégrade lorsque la vitesse de soufflage diminue. Les gains de traînée restent cependant très importants, même pour de faibles vitesses de soufflage. Ainsi, une vitesse de soufflage de

20 m.s^{-1} ($V_{\text{sou}}/V_0=0,5$) permet d'obtenir 20% de réduction de traînée (Figure 3.106). L'importance de ces gains associée à la réduction significative de la puissance consommée conduit à une augmentation très nette de l'efficacité ξ du contrôle (Figure 3.107). L'efficacité calculée à partir de la relation (3.47) passe ainsi de $\xi=0,4$ pour $V_{\text{sou}}/V_0=1,5$ à $\xi=7$ pour $V_{\text{sou}}/V_0=0,5$. La puissance économisée par le biais de la réduction de traînée est alors 7 fois plus importante que la puissance consommée pour générer le soufflage.

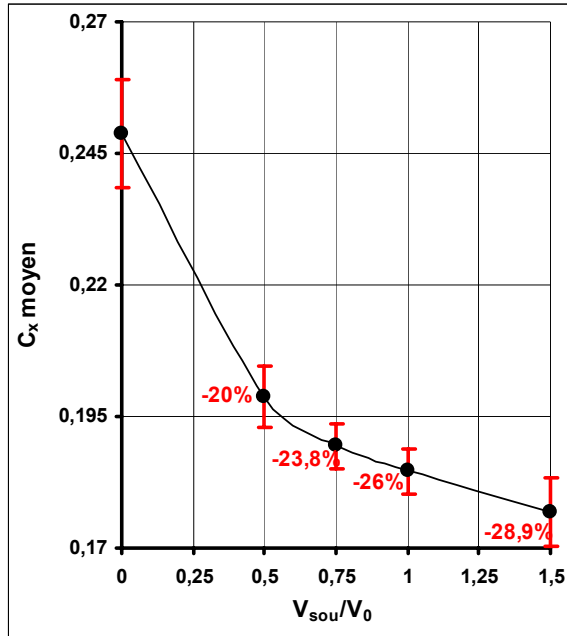


Figure 3.106- Evolution du coefficient moyen de traînée en fonction de la vitesse de soufflage

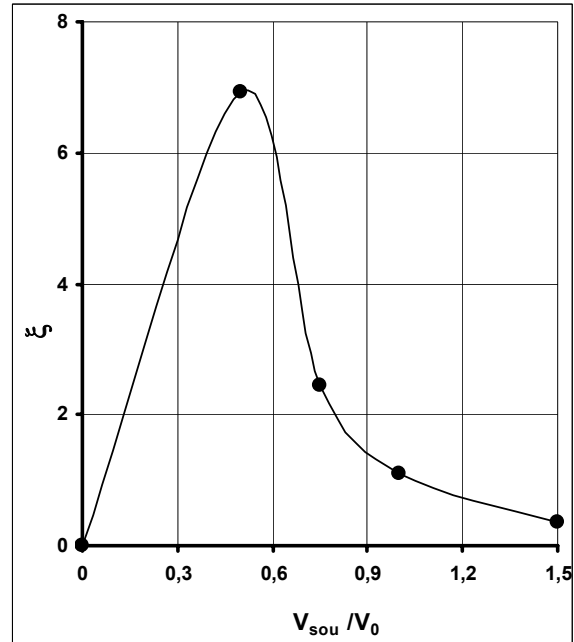


Figure 3.107- Evolution de l'efficacité ξ du contrôle en fonction de la vitesse de soufflage

Les résultats précédents sont analysés à partir des profils du coefficient de perte de pression totale relevés à l'abscisse réduite $x/H=0,5$ (Figure 3.108) et des profils du coefficient de perte de pression statique relevés au voisinage du culot ($x/H=0,01$, Figure 3.109). Les résultats indiquent que les pertes énergétiques associées à la zone de recirculation sont d'autant plus réduites que la vitesse de soufflage est importante. Le coefficient moyen de perte de pression totale, calculée sur la hauteur H_d caractérisant la section de sillage, est de $C_{p\text{moy}}=1,126$ sans contrôle, $C_{p\text{moy}}=1,11$ pour $V_{\text{sou}}=0,5V_0$, $C_{p\text{moy}}=1,1$ pour $V_{\text{sou}}=0,75V_0$, $C_{p\text{moy}}=1,09$ pour $V_{\text{sou}}=V_0$ et $C_{p\text{moy}}=1,07$ pour $V_{\text{sou}}=1,5V_0$. De même, le développement transversal du sillage (caractérisée par la longueur H_d entre les extrema des pertes de pression totale, Figure 3.108) est moins important lorsque la vitesse de soufflage est de $V_{\text{sou}}=1,5V_0$. Conformément aux résultats d'Onorato [Ono84], cette tendance se retrouve au niveau des réductions de traînée données Figure 3.106.

De même, au niveau du culot, la réduction des vitesses de soufflage se traduit par une réduction de la distribution de pression statique Figure 3.109. La dépression introduite par la présence des jets d'air en $y/H=-0,5$ et $y/H=0,5$ diminue avec la vitesse de soufflage, mais la recompression sur le centre du culot ($-0,45 < y/H < 0,45$) est également moins importante. La pression statique moyennée sur la hauteur H du culot a alors tendance à augmenter avec la vitesse : $C_{p\text{moy}}=-0,14$ sans contrôle, $C_{p\text{moy}}=-0,12$ pour $V_{\text{sou}}=0,5V_0$, $C_{p\text{moy}}=-0,11$ pour $V_{\text{sou}}=0,75V_0$, $C_{p\text{moy}}=-0,103$ pour $V_{\text{sou}}=V_0$ et $C_{p\text{moy}}=-0,087$ pour $V_{\text{sou}}=1,5V_0$. Ces résultats indiquent que la contribution du culot à la traînée de pression augmente lorsque la vitesse de soufflage diminue, et sont cohérents avec les réductions de traînée totale présentées Figure 3.106.

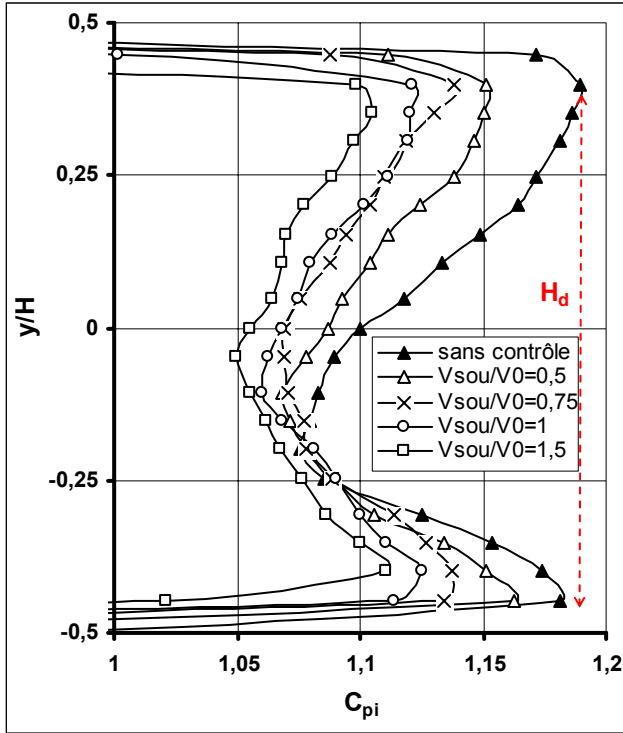


Figure 3.108- Répartition du coefficient de perte de pression totale relevée dans le plan longitudinal pour $x/H=0,5$

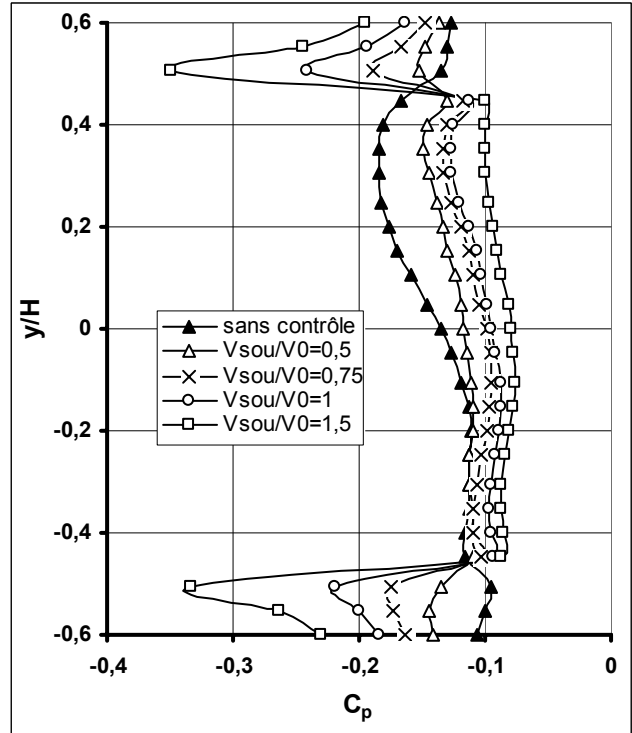


Figure 3.109- Répartition du coefficient de perte de pression statique relevée dans le plan longitudinal pour $x/H=0,01$

La vitesse optimale en terme d'efficacité est donc de $V_{\text{sou}}=0,5V_0$. Dans cette configuration de contrôle, le coefficient critique déterminé à partir de la relation (3.47) est $K_c=34,7$. Si cette valeur est petite devant le coefficient critique calculée dans le cas du culot incliné (voir section 2.3 chap. 3.2), elle correspond néanmoins à des pertes de charge très importantes et largement supérieures à celles préconisées par Id'El Cik [Id86].

2.4- Conclusion

La performance du contrôle par soufflage, dans la configuration identifiée en 2D (voir § 1.4), est testée sur un écoulement 3D.

La topologie de l'écoulement est tout d'abord analysée sans contrôle. Les résultats font apparaître une structure tourbillonnaire torique classique, issue du décollement du fluide provenant du pavillon, des parois latérales et du soubassement. Sous l'effet de l'écoulement principal, cette structure évolue dans le sillage selon deux structures tourbillonnaires longitudinales contra rotatives. Une analyse des champs instantanés de critère λ_2 fait de plus apparaître des structures cohérentes de petites tailles émises au voisinage de la ligne de séparation. Ces structures sont transportées puis progressivement dissipées dans la couche de cisaillement qui se développe entre l'écoulement extérieur et la zone de recirculation de culot.

Une étude numérique portant sur l'inclinaison du jet indique que la performance du contrôle est maximale lorsque les jets d'air, distribués sur le pourtour du culot, sont inclinés à 45° par rapport au plan du culot. Le soufflage permet alors d'orienter les lignes de courant au niveau de la ligne de séparation et de réduire la section transversale de sillage. Les champs instantanés de critère λ_2 font apparaître une augmentation significative du nombre de structures tourbillonnaires cohérentes dans la zone de recirculation qui suggère un accroissement des transferts de quantité de mouvement entre l'écoulement extérieur et la région décollée. Ce phénomène s'accompagne d'une réduction des

vitesses de retour dans la zone de recirculation, d'une augmentation de la pression statique au culot et d'une réduction des pertes d'énergie volumique. Ces phénomènes ont un impact significatif sur l'écoulement et le coefficient de traînée aérodynamique diminue de 29% lorsque la vitesse d'aspiration V_{sou} est égale à $1,5V_0$.

La réduction de la section transversale (et les gains de traînée associés) diminue lorsque l'inclinaison du jet augmente par rapport au plan du culot (ou diminue par rapport à la direction longitudinale). De même, pour des inclinaisons plus faibles, l'apparition d'une structure tourbillonnaire transversale secondaire au niveau des fentes de soufflage dégrade la performance du contrôle.

Une étude paramétrique effectuée sur les débits d'air soufflé permet en outre d'améliorer le rendement du contrôle. Etant donné l'importance des débits soufflés et des pertes de charge évaluées au niveau des fentes de soufflage, pour $V_{\text{sou}}=1,5V_0$, la puissance économisée par le biais de la réduction de traînée est en effet inférieure à la puissance consommée pour mettre en place le contrôle. Une valeur optimale de soufflage voisine de $0,5V_0$ est alors identifiée. Pour cette valeur, la réduction de traînée reste significative ($\Delta C_x=20\%$) et la puissance économisée représente 7 fois la puissance consommée pour générer le débit de soufflage.

Chapitre 3.4- RAPPEL DES PRINCIPAUX RESULTATS NUMERIQUES

Les résultats présentés dans cette partie permettent de valider l'utilisation de solutions fluidiques pour le contrôle de l'écoulement qui se développe autour d'un corps épais. Pour des configurations de type culot incliné où se développe une zone décollée importante sur la lunette arrière, l'objectif consiste à reporter le décollement vers l'aval (i.e. sur le bas de la lunette arrière) en appliquant une solution d'aspiration. Pour des configurations de type culot droit, il s'agit de resserrer la section transversale de sillage en orientant les filets fluides au niveau de la ligne de séparation à l'aide de jet d'air.

Ces 2 solutions sont étudiées dans cette partie par voie numérique. Pour chaque configuration de contrôle, une étude bidimensionnelle permet de paramétrer la solution et d'identifier la performance du contrôle en terme de réduction de traînée. Les solutions les plus pertinentes sont ensuite testées et corrigées par une étude tridimensionnelle.

Pour un véhicule de type culot incliné, une solution d'aspiration permettant d'obtenir 17% de réduction de traînée est identifiée : l'aspiration s'effectue au niveau de la ligne de séparation, à travers une fente normale à la paroi de la lunette arrière d'une largeur de 10^{-3} m, et une vitesse représentant 0,6 fois la vitesse du véhicule. L'aspiration crée alors localement une dépression importante au niveau de la ligne de séparation, qui permet de recoller les filets fluides sur toute la longueur de la lunette arrière. La suppression de la zone décollée de lunette arrière se traduit alors par une réduction des pertes d'énergie volumique associées au mouvement de recirculation dans la zone décollée, une réduction de la section transversale de sillage et une augmentation moyenne de la distribution de pression statique sur la lunette arrière et le culot. L'influence de la ligne d'aspiration sur le développement des structures longitudinales semble négligeable devant la suppression de la zone décollée. L'aspiration favorise néanmoins l'épanouissement du jet tout en limitant le développement du rayon visqueux. Ces résultats sont respectivement associés à une augmentation de la vorticité et des pertes de pression totale dans le tourbillon et à une réduction des pertes de pression statique pariétale sous l'axe du tourbillon.

L'augmentation de la vitesse d'aspiration ne permet pas d'améliorer les gains de traînée. Pour $V_{asp} > 0,6V_0$, la dépression introduite au niveau de la fente d'aspiration a même tendance à dégrader la traînée. De même, les gains en traînée diminuent rapidement lorsque la vitesse d'aspiration devient inférieure à $0,6V_0$. La zone décollée n'est alors pas totalement supprimée, mais l'aspiration permet quand de même de réduire son volume et d'obtenir des gains de l'ordre de 13%. Compte tenu des pertes de charges au niveau de la fente d'aspiration, la vitesse d'aspiration qui maximise le rapport entre l'énergie consommée pour générer le débit d'aspiration et l'énergie économisée par le biais de la réduction

de traînée est cependant de $0,375V_0$. Pour cette vitesse, l'aspiration permet un rendement de 44 et reste efficace pour d'importantes pertes de charge au niveau de la fente.

L'importance des pertes énergétiques associées aux structures longitudinales suggère alors la mise en place de systèmes de contrôle spécifiques qui permettent de limiter leur contribution au développement de la traînée aérodynamique : des fentes d'aspiration sont alors implantées le long des arêtes latérales de lunette arrière de façon à perturber leur développement. Les résultats indiquent que les lignes d'aspiration permettent de modifier la topologie des structures longitudinales de façon significative, mais la performance du contrôle dans cette configuration, en terme de gain de traînée, reste mitigée. La formation du tourbillon est reportée vers l'aval lorsque l'aspiration est appliquée (les structures sont mêmes supprimées pour $V_{asp}=1,5V_0$), mais une augmentation significative des pertes de pression totales dans le cœur tourbillonnaire est également observée. Elle traduit un important déficit de vitesse longitudinale au centre du tourbillon associé à un changement de topologie : la structure, de type jet sans contrôle, devient de type sillage lorsque l'aspiration est appliquée. Enfin, une zone de cisaillement important alimenté par l'aspiration apparaît le long des arêtes latérales de lunette arrière et entraîne localement d'importantes pertes de pression statique pariétale.

Les modifications importantes observées dans la topologie des structures suggèrent cependant la possibilité de contrôler plus efficacement leur développement. Cette étude nécessite cependant un investissement en temps et en ressource important afin de mettre en place des développements analytiques et expérimentaux supplémentaires pour paramétrer, en particulier, l'inclinaison de l'aspiration et sa position.

Pour un véhicule de type culot droit, l'objectif consiste à resserrer la section transversale de sillage et à augmenter la distribution de pression statique sur le culot. En ce sens, des jets d'air sont distribués sur la périphérie du culot pour reproduire de façon fluide l'action d'éléments séparateurs longitudinaux. Les jets sont inclinés par rapport au plan du culot afin d'orienter localement les filets fluides au niveau de la ligne de séparation. Une étude numérique portant sur l'inclinaison du jet indique que la performance du contrôle est maximale lorsque celle-ci est de 45° par rapport au plan du culot, et une réduction significative de la section de sillage est alors observée. En plus de cette déviation des lignes de courant, les résultats mettent en évidence une augmentation significative du nombre de structures tourbillonnaires cohérentes dans la zone de recirculation qui suggère un accroissement des transferts de quantité de mouvement entre l'écoulement extérieur et la région décollée. Ce phénomène s'accompagne d'une réduction des vitesses de retour dans la zone de recirculation, d'une augmentation de la pression statique au culot et d'une réduction des pertes d'énergie volumique. Ces phénomènes ont un impact significatif sur l'écoulement et le coefficient de traînée aérodynamique diminue de 29% lorsque la vitesse d'aspiration V_{sou} est égale à $1,5V_0$.

L'étude paramétrique indique cependant que la performance du contrôle est sensible à l'orientation des jets d'air : pour des inclinaisons inférieures à 45° , la déviation des lignes de courant et la réduction de la section transversale de sillage associée sont moins importantes et les réductions de traînée décroissent ; pour des inclinaisons supérieures à 45° , le jet d'air entraîne localement la formation d'une structure tourbillonnaire transversale qui dégrade la performance du contrôle.

Une étude paramétrique effectuée sur les débits d'air soufflé permet en outre d'améliorer le rendement du contrôle. Etant donné l'importance des débits soufflés et des pertes de charge évaluées au niveau des fentes de soufflage, pour $V_{sou}=1,5V_0$, la puissance économisée par le biais de la réduction de traînée est en effet inférieure à la puissance consommée pour mettre en place le contrôle. Une valeur optimale de soufflage voisine de $0,5V_0$ est alors identifiée.

Pour cette valeur, la réduction de traînée reste significative ($\Delta C_x=20\%$) et la puissance économisée représente 7 fois la puissance consommée pour générer le débit de soufflage.

L'ensemble des résultats présentés ici permet de valider l'utilisation de techniques actives de contrôle de type soufflage ou aspiration pour réduire la traînée aérodynamique d'un véhicule automobile. Ils doivent néanmoins être confrontés à l'expérimentation en soufflerie, et testés sur des géométries réelles avant de pouvoir envisager leur implantation sur véhicule.

PARTIE 4- ETUDE EXPERIMENTALE

L'objectif de cette partie est de valider expérimentalement l'ensemble des résultats obtenus par voie numérique sur une géométrie de type culot incliné (chap. 3.2). A cet effet, une maquette représentant le corps de Ahmed (échelle 0,7) équipée d'un système d'aspiration est placée en soufflerie où différentes techniques de mesure permettent d'analyser la topologie des structures tourbillonnaires qui composent le sillage. Dans un premier temps, l'écoulement est étudié sans contrôle et les résultats sont comparés aux résultats numériques obtenus dans le chap. 3.2 (§ 2.1), afin de valider a posteriori la représentation de l'écoulement par le code numérique présenté chap. 3.1. Les mesures effectuées lorsque l'aspiration est appliquée permettent ensuite de mettre en évidence la suppression de la zone décollée de lunette arrière et la réduction de la section transversale de sillage, déjà identifiée par voie numérique (chap. 3.2 § 2.2).

Le montage expérimental est présenté dans le premier chapitre (chap. 4.1), et la réalisation de la maquette et du système d'aspiration est détaillée. Les différentes techniques de mesure utilisées dans cette étude sont également présentées : la technique de visualisation pariétale qui permet de visualiser la cartographie des lignes de frottement sur la géométrie, la tomographie de perte de pression d'arrêt dans le sillage qui indique les pertes énergétiques associées à chacune des structures tourbillonnaires, le sondage de couche limite qui permet de tracer les profils de vitesse dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière et les prises de pression statique.

L'écoulement est ensuite analysé sans contrôle : les résultats sont présentés dans le second chapitre et comparés aux résultats obtenus par voie numérique. La zone décollée de lunette arrière et les structures tourbillonnaires longitudinales, identifiées dans la bibliographie (chap. 2.1) et par voie numérique (chap. 3.2), sont plus particulièrement détaillées.

Enfin, l'aspiration est appliquée et son influence sur les différentes structures tourbillonnaires citées précédemment est analysée à partir de tomographie de perte de pression d'arrêt relevées dans le sillage, de sondage de couche limite sur la lunette arrière et de visualisations pariétales. L'ensemble des résultats est reporté dans le troisième chapitre.

Chapitre 4.1- MOYENS D'ESSAI

Dans la perspective de valider l'ensemble des résultats obtenus par voie numérique, une campagne d'essai en soufflerie est réalisée et différentes configurations de contrôle sont testées sur une géométrie de type culot incliné. L'objectif de ce premier chapitre est alors de présenter le protocole expérimental et les différentes techniques de mesure utilisées. La mise en place de la simulation expérimentale est abordée dans un premier temps : la réalisation de la maquette et l'intégration du système d'aspiration sont détaillées et les caractéristiques de la soufflerie sont données. Les techniques expérimentales permettant l'analyse de l'écoulement, avec et sans contrôle, sont présentées dans la seconde section.

1- Protocole expérimental

Le protocole expérimental utilisé pour les essais est présenté dans cette première partie. La réalisation de la maquette, le dimensionnement et la mise en place du système d'aspiration ainsi que les caractéristiques de la soufflerie sont successivement détaillés.

1.1- Réalisation de la maquette et du montage.

La maquette étudiée est le corps de Ahmed [Ahm84] où la lunette arrière est inclinée à 25° par rapport à la direction horizontale (voir chap. 3.2). L'étude s'effectue à échelle réduite (échelle 0,7), et les dimensions de la maquette sont respectivement de $L=0,731$ m, $l=0,272$ m et $H=0,202$ m (voir Figure 4.1.a). La partie arrondie avant et le bloc central de la maquette sont réalisés en PVC (Polychlorure de Vinyle); la partie arrière représentant le culot incliné est réalisée en aluminium pour pouvoir percer des fentes d'aspiration de largeur $e=10^{-3}$ m avec une précision de $\delta e=10^{-4}$ m. L'aluminium présente en outre une meilleure résistance à la déformation que le PVC, ce qui permet d'éviter une modification de la largeur des fentes d'aspiration pendant les essais. Différentes configurations de contrôle sont testées à l'aide de plaques fendues (voir Figure 4.1.b et c) qui se fixent sur la lunette arrière de la maquette. L'air aspiré traverse une écope solidaire au culot et commune à toutes les configurations (Figure 4.1.b). L'étanchéité de la cavité créée par l'écope est assurée par un joint disposé sur la périphérie de la lunette arrière, écrasé lorsque la plaque est fixée (Figure 4.1.b). L'air s'écoule ensuite à travers un tuyau d'évacuation situé sous la maquette, au centre de celle-ci (Figure 4.2). Le tuyau est rigide afin d'éviter l'apparition d'une fréquence de battement associé au mouvement du tuyau

en présence de l'écoulement principal. La partie du tuyau située sous le plateau est également carénée pour éviter de perturber la pesée aérodynamique (Figure 4.2). De même, la sortie du tuyau d'évacuation est reliée au système d'aspiration via un tuyau souple, afin de limiter l'influence du système d'aspiration sur la pesée (Figure 4.2).

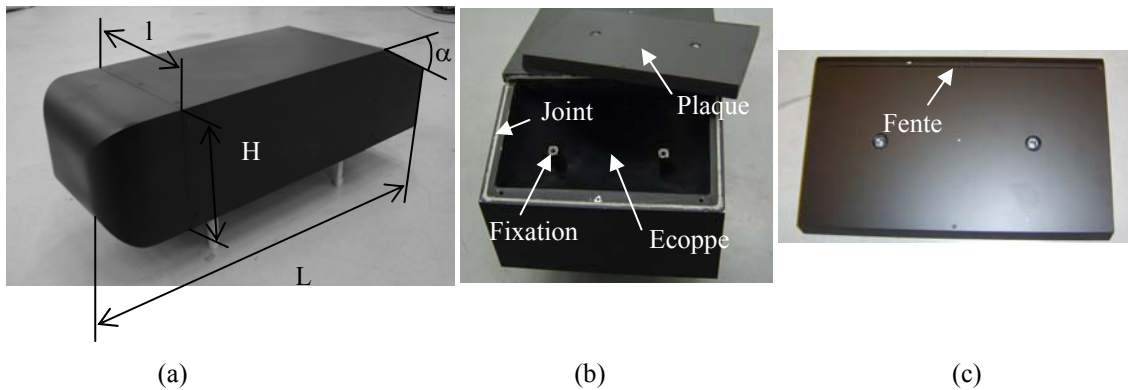


Figure 4.1- Réalisation de la maquette : (a) Corps de Ahmed à échelle 0,7 (b) Mise en place des plaques fendues (c) Exemple de plaque

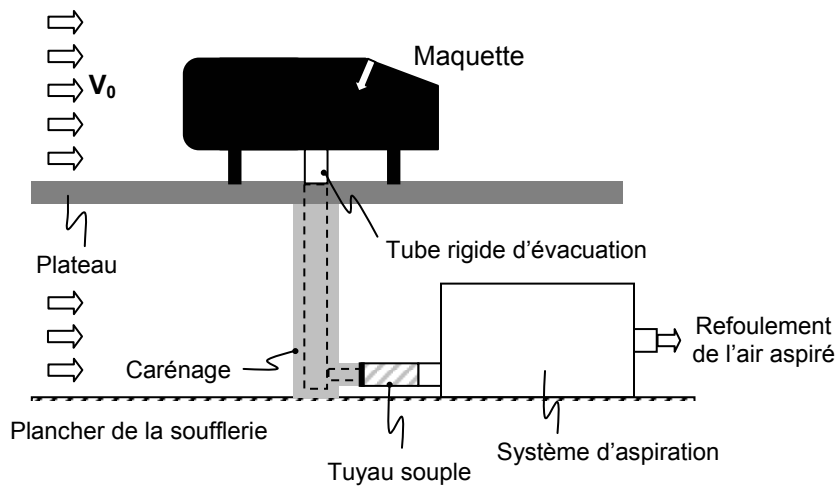


Figure 4.2- Schéma du montage expérimental.

1.2- Réalisation et étalonnage du système d'aspiration

La principale difficulté rencontrée dans la mise en place du protocole expérimental concerne le système d'aspiration. Les dimensions de la fente d'aspiration sont faibles : la longueur et la largeur sont respectivement de $L_f = 256 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ et $e = 10^{-3} \text{ m}$ (Figure 4.3). De part et d'autre de la fente, l'épaisseur de la paroi verticale du culot impose en effet une distance $\lambda = 8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ entre le bord de la fente et les arêtes latérales de la lunette arrière (Figure 4.3). Le débit d'air q_v généré par le système d'aspiration est alors relativement faible compte tenu de ces dimensions : $q_v = 3,84 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les faibles vitesses d'aspiration ($V_{asp} = 0,375 V_0$, voir chap. 3.2) et $q_v = 15,36 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les hautes vitesses d'aspiration ($V_{asp} = 1,5 V_0$, voir chap. 3.2). En revanche, ces dimensions induisent également des pertes de charge importantes majoritairement associées au passage de la fente (voir annexe 2). Le système d'aspiration est alors complètement dimensionné par sa capacité à générer un flux d'air sous de fortes dépressions. Les turbines, les pompes à vide et les aspirateurs disponibles dans le commerce proposent généralement 2 types de fonctionnement : fonctionnement à fort débit en faible dépression (turbine) ou fonctionnement à fort débit sous de forte dépression

(pompe à vide, aspirateur ménager). Dans le premier cas, le système n'est pas adapté à la problématique étudiée ici puisque la performance de la turbine s'effondre pour les pertes de charge générées par le circuit d'évacuation d'air. Dans le second cas, les performances sont généralement supérieures à celles présentées en annexe 2. Le problème rencontré concerne alors la puissance à mettre en œuvre qui est de l'ordre de 1000 W (aspirateur) à 6000 W (pompe à vide). L'efficacité de la solution de contrôle, définie chap. 3.2, se dégrade alors très nettement.

Le système retenu dans le cadre de la présente étude est un aspirateur ménager de 1800 W qui permet de générer un débit d'air de $40.10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ avec une dépression de 33 kPa (données fournisseurs).

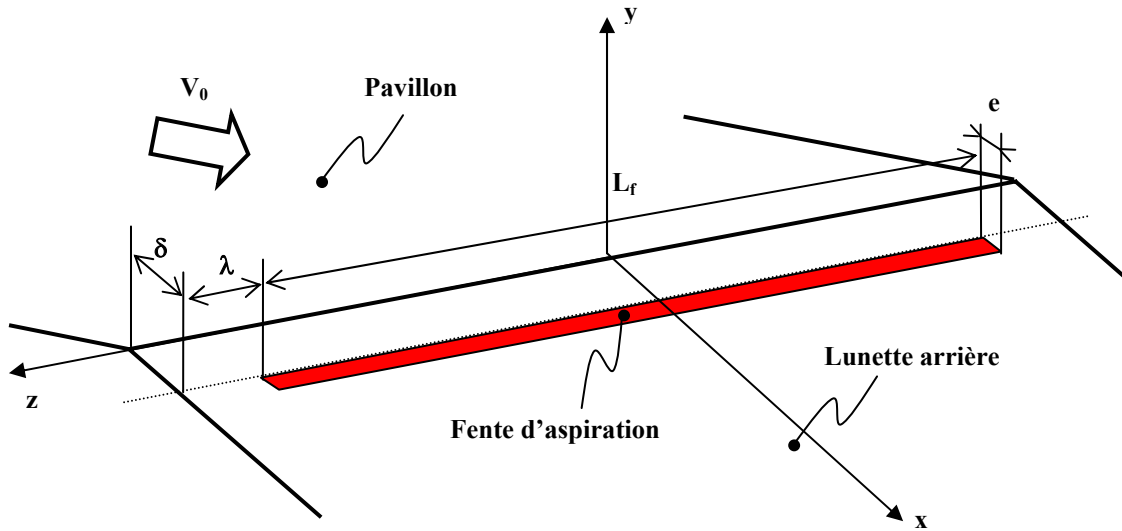


Figure 4.3- Mise en place de l'aspiration

Dans le cadre de la présente étude, et pour analyser l'influence de la vitesse d'aspiration sur les performances du contrôle (voir chap. 3.2), un variateur de puissance installé sur l'aspirateur permet de modifier le débit aspiré. Trois niveaux de puissance d'aspiration sont testées (notées P_{\min} , P_{moy} et P_{\max} dans la suite du document) sur 2 configurations de contrôle : la configuration 1 où l'aspiration s'effectue normalement à la paroi de la lunette arrière, au niveau de l'arête située entre la lunette arrière et le culot ($\delta=0$, Figure 4.3, conformément aux résultats numériques, voir chap. 3.2) et la configuration 2 où la fente est située en aval de la ligne de séparation, avec $\delta=10^{-2} \text{ m}$ (Figure 4.3).

Deux montages expérimentaux sont envisagés afin d'étalonner la vitesse d'aspiration en fonction de la puissance délivrée par l'aspirateur. Le premier utilise un fil chaud (voir § 2.4.1) et permet d'obtenir une mesure précise de la vitesse dans la fente d'aspiration. Compte tenu de la vibration du bras qui maintient le fil, lorsque la vitesse de l'écoulement est importante, cette technique ne peut cependant pas être utilisée pour déterminer la vitesse d'aspiration en temps réel (pendant l'essai). Un second montage est alors envisagé à partir de sondes de pression statique distribuées sur la longueur L_f de la fente et d'une prise de pression totale dans l'écope (voir § 2.4.2). La vitesse d'aspiration est alors localement définie par la relation :

$$V_{\text{asp}} = \sqrt{\frac{2}{\rho}(P_i - P_s)} \quad (4.1)$$

Une première série de mesures effectuées avec aspiration, mais sans écoulement principal ($V_0=0 \text{ m.s}^{-1}$), permet d'étalonner les vitesses d'aspiration, et d'analyser la distribution transversale de la vitesse sur la fente d'aspiration. Les mesures, reportées Figure 4.4.a (Conf. 1) et Figure 4.4.b (Conf. 2) sont comparées aux mesures effectuées à l'aide du montage fil chaud. Les résultats montrent que la distribution transversale de vitesse n'est pas homogène : 2 maxima de

vitesse apparaissent de part et d'autre du plan médian $z=0$. Afin d'éviter de boucher les fentes lors du serrage de la plaque, des croisillons sont en effet placés au centre de la fente (au voisinage de $z=0$). Ces croisillons empêchent le passage de l'air, et la fente d'aspiration est alors fragmentée en 2 fentes situées de part et d'autre du plan médian ($z=0$). La présence des croisillons explique alors le déficit de vitesse au voisinage de la position $z=0$, identifié Figure 4.4, et la présence des maxima de vitesse au centre de chacune des 2 fentes.

Les résultats montrent également que la mesure effectuée par prise de pression statique sous-évalue la valeur de la vitesse d'aspiration. Deux explications permettent d'expliquer les différences observées. Tout d'abord, la pression totale est relevée dans l'écope (voir § 2.4.2). Du fait des pertes de charges introduites au niveau du passage de fente, négligées dans la relation 4.1, cette pression totale est donc inférieure à la pression totale dans la fente, et la vitesse calculée à partir de la relation (4.1) est alors inférieure à la vitesse relevée par fil chaud dans la fente d'aspiration. De plus, les prises de pression statique sont placées à $\Delta y=0,5.10^{-3}$ m de la fente d'aspiration (voir § 2.4.2). Compte tenu du gradient important de vitesse au niveau de la fente d'aspiration, ce décalage Δy permet également d'expliquer les erreurs relevées dans le Tableau 4.1. Les mesures effectuées par prise de pression statique permettent cependant de déterminer la gamme de vitesse d'aspiration utilisée, située dans l'intervalle $0,4 < V_{asp}/V_0 < 1$. Cet intervalle correspond aux vitesses identifiées par voie numérique pour lesquelles la couche limite est recollée sur la lunette arrière (voir chap. 3.2).

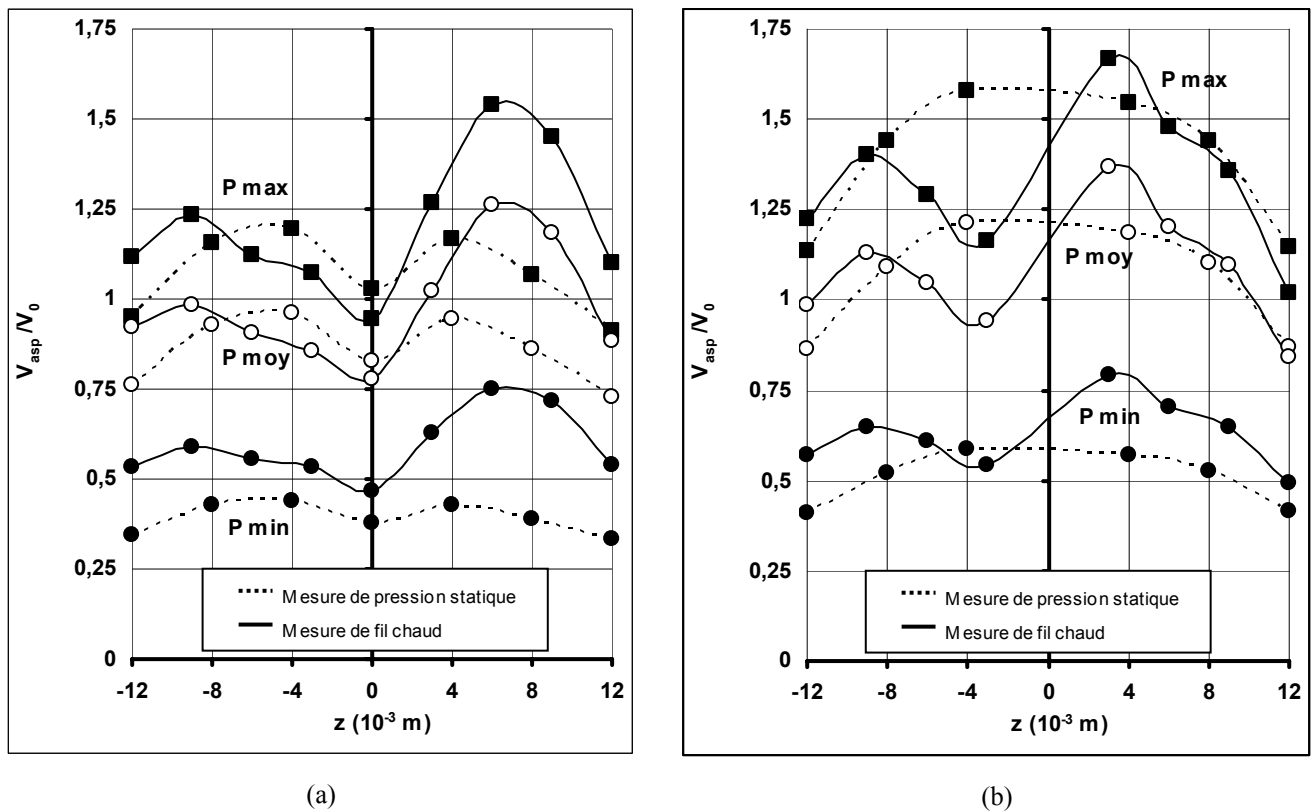


Figure 4.4 – Distribution transversale de vitesse sur la fente d'aspiration en l'absence de courant principal (a) configuration 1 (b) configuration 2

Une seconde série de mesure est effectuée lorsque la soufflerie est en marche, c'est-à-dire en présence d'un écoulement principal à la vitesse $V_0=40 \text{ m.s}^{-1}$. Les résultats sont reportés Figure 4.5.a (configuration 1) et Figure 4.5.b (configuration 2).

Pour la configuration 1 (Figure 4.5.a), les résultats montrent que la présence du courant principal dégrade les performances du système d'aspiration. La valeur moyenne de la vitesse d'aspiration est comprise dans l'intervalle

$0,363 < V_{asp}/V_0 < 0,668$. Les 3 gammes de vitesse identifiées par voie numérique ($V_{asp}/V_0 < 0,6$, $V_{asp}/V_0 \sim 0,6$ et $V_{asp}/V_0 > 0,6$, voir chap. 3.2) peuvent cependant être testées à l'aide des 3 régimes moteur du système d'aspiration : $V_{asp}/V_0 = 0,363$ pour P_{min} , $V_{asp}/V_0 = 0,534$ pour P_{moy} et $V_{asp}/V_0 = 0,668$ pour P_{max} (voir tableau 4.1).

Pour la configuration 2 (Figure 4.5.b), les résultats font apparaître un phénomène de saturation du régime moteur. Pour les 2 régimes à faible puissance (P_{min} et P_{moy}), la vitesse moyenne d'aspiration est constante avec $V_{asp}/V_0 = 0,35$ (Tableau 4.1). Elle a tendance à décroître lorsque la puissance de l'aspirateur augmente, avec $V_{asp}/V_0 = 0,266$ pour P_{max} . Dans le cadre du présent travail, l'objectif étant de valider les phénomènes physiques mis en évidence par voie numérique (voir chap. 3.2), seul le régime moteur P_{moy} sera utilisé dans la suite du document.

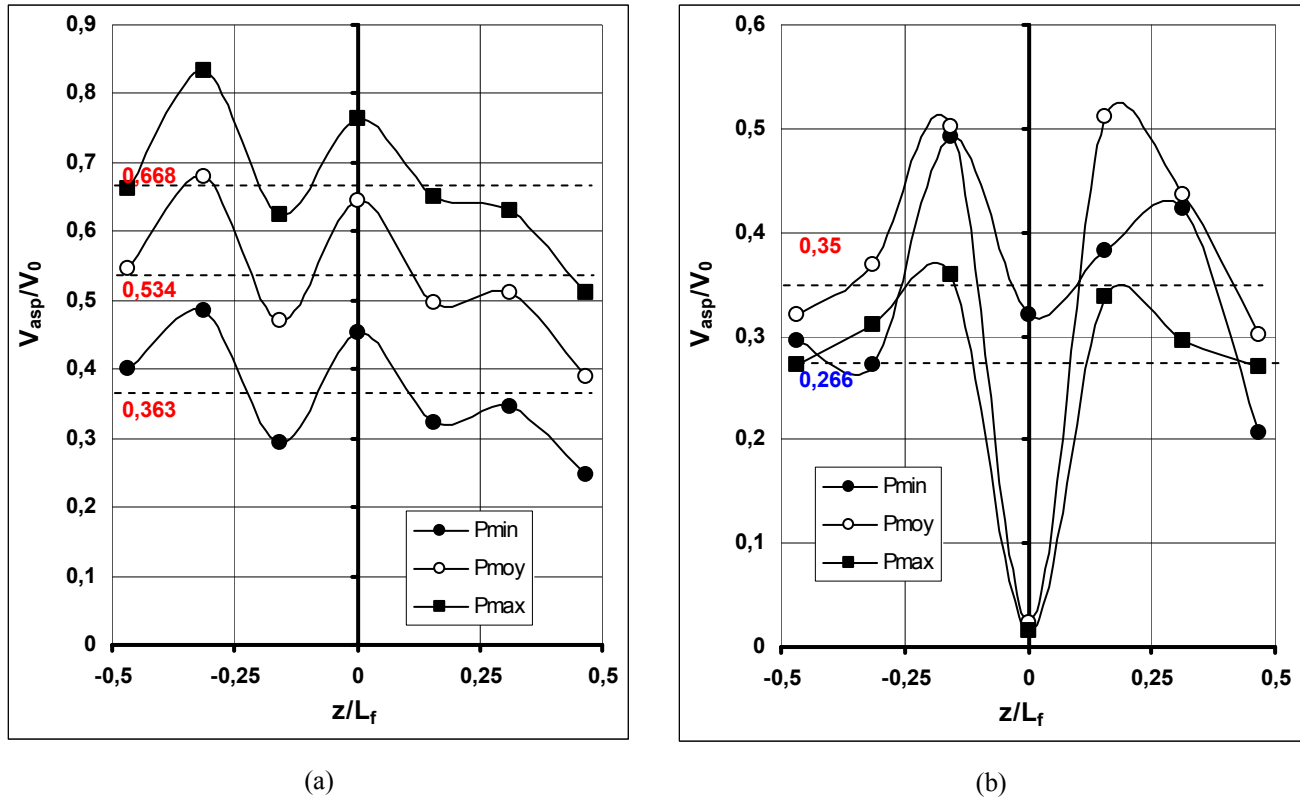


Figure 4.5 – Répartition transversale de vitesse d'aspiration en présence du courant principal $V_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$ (a) Configuration 1 (b) Configuration 2.

Configuration	Puissance	$(V_{asp}/V_0)_{moy}$ (P statique, $V_0=0$)	$(V_{asp}/V_0)_{moy}$ (fil chaud, $V_0=0$)	$(V_{asp}/V_0)_{moy}$ (P statique, V_0)
Cfg. 1	P_{min}	0,39	0,59	0,363
	P_{moy}	0,86	0,98	0,534
	P_{max}	1,07	1,2	0,668
Cfg. 2	P_{min}	0,5	0,62	0,35
	P_{moy}	1,05	1,07	0,35
	P_{max}	1,4	1,32	0,266

Tableau 4.1 – Récapitulatifs des valeurs de vitesse d'aspiration relevées pour différentes configurations de contrôle.

1.3- Caractérisation de la soufflerie.

Les sondages de couche limite et les prises de pression statique (voir Chap. 4.2 et 4.3) sont réalisées dans la soufflerie Lucien Malavard du Laboratoire de Mécanique et Energétique de l'Ecole Supérieure de l'Energie et des Matériaux d'Orléans. La maquette est placée au centre de veine de section transversale $2 \times 2 \text{ m}^2$ (Figure 4.6.a). Un ventilateur à 16 pales, de diamètre 3,35 m, permet de délivrer un écoulement pouvant aller jusqu'à $V_0 = 60 \text{ m.s}^{-1}$ avec un taux de turbulence de 0,4 %. L'aspirateur est placé sous le plancher de la soufflerie (Figure 4.6.b).



Figure 4.6 – Montage expérimental dans la soufflerie Malavard d'Orléans

Les tomographies de perte de pression totale ainsi que les visualisations pariétales sont quand à elles effectuées dans la soufflerie S_{10} de l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole. La veine de la soufflerie, prévue pour tester des véhicules à échelle 1, a une section transversale de $5 \times 3 \text{ m}^2$. Deux ventilateurs 4 pales de 4,8 m de diamètre génère un vent maximal de $V_0 = 55 \text{ m.s}^{-1}$ avec un taux de turbulence de 0,5%. Le plafond ainsi que les parois latérales sont à fentes réglables afin de limiter l'effet de blocage dans la veine d'essai. La maquette est positionnée sur un plateau circulaire de 2 m de diamètre et le système d'aspiration est placé sous le plateau.

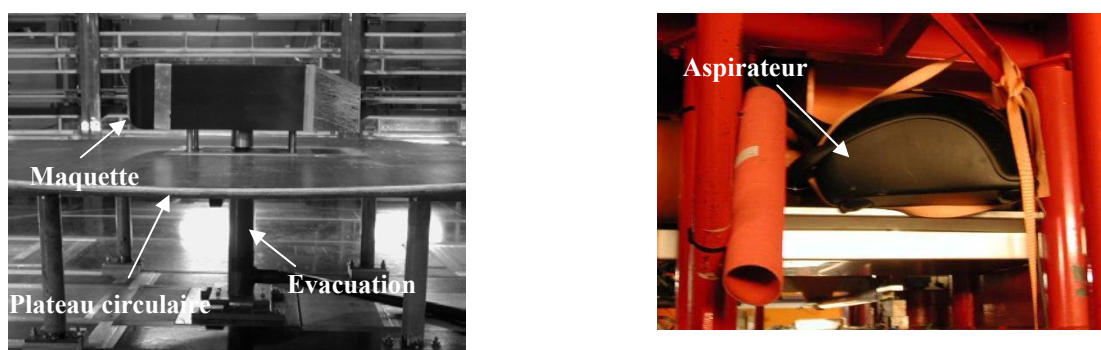


Figure 4.7 - Montage expérimental dans la soufflerie S_{10} de St Cyr

Les différents moyens d'essai présentés dans cette section sont utilisés dans le but de valider les principaux résultats identifiés par voie numérique dans le chapitre 3.2. L'objectif est de vérifier que l'aspiration placée sur le haut de la lunette arrière permet de supprimer la zone décollée de lunette arrière, de réduire la section transversale de sillage et d'augmenter localement la pression statique sur la lunette arrière. Ces phénomènes physiques sont mis en évidence chap. 4.3 à l'aide de différentes techniques de mesure qui sont présentées dans la section suivante.

2- Moyens de mesure

Différents moyens de mesure sont utilisés afin de caractériser la topologie de l'écoulement, avec et sans contrôle. Les visualisations (pariétales et fumée) permettent dans un premier temps d'identifier les principales structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage proche de la géométrie. Des tomographies de pertes de pression d'arrêt, relevées dans le sillage, indiquent les pertes énergétiques associées à chacune de ces structures. Enfin, des sondages de couche limite et des relevés de pression statique sur la lunette arrière permettent de mettre en évidence le recollement de l'écoulement sur la lunette arrière lorsque l'aspiration est appliquée. La distribution locale de vitesse au niveau de la fente d'aspiration est préalablement déterminée par anémométrie au fil chaud ou à l'aide de prise de pression statique et totale.

Ces différentes techniques de mesure sont successivement présentées ; les résultats associés sont présentés dans les chapitres suivants.

2.1- Visualisations pariétales

La technique de visualisation pariétale consiste à mettre en évidence la cartographie des lignes de frottement sur la géométrie du véhicule. La maquette est recouverte d'un enduit visqueux, étalée en fines couches. L'enduit utilisé peut être gras ou volatil. Dans le cas d'un écoulement à haute vitesse, l'enduit gras (par exemple : huile de paraffine, dioxyde de Zinc ou de titane et acide oléique) donne de bons résultats. C'est le mélange qui sera utilisé dans la présente étude. Les lignes de frottement apparaissent alors par cisaillement de l'enduit soumis au frottement du vent. Au contraire, pour des écoulements à faible vitesse, le mélange volatil est plus performant.

La cartographie des lignes de frottement permet alors de repérer les points singuliers et les lignes singulières de frottement, et d'identifier les différentes structures tourbillonnaires associées [Leg77]. Les points singuliers sont de 2 types : les points selles (S Figure 4.8.a et b) et les points nœuds, eux-mêmes subdivisés en nœud d'attachement (N sur la Figure 4.8.d) lorsque les lignes de frottement s'éloignent du point singulier, et en foyer de séparation (F sur la Figure 4.8.c) lorsque les lignes de courant convergent vers le point singulier. A ces nœuds sont respectivement associées une ligne d'attachement (Figure 4.8.d) qui indique le recollement de l'écoulement à la paroi, et une ligne de séparation (Figure 4.8.c) qui indique au contraire le décollement de la couche limite.

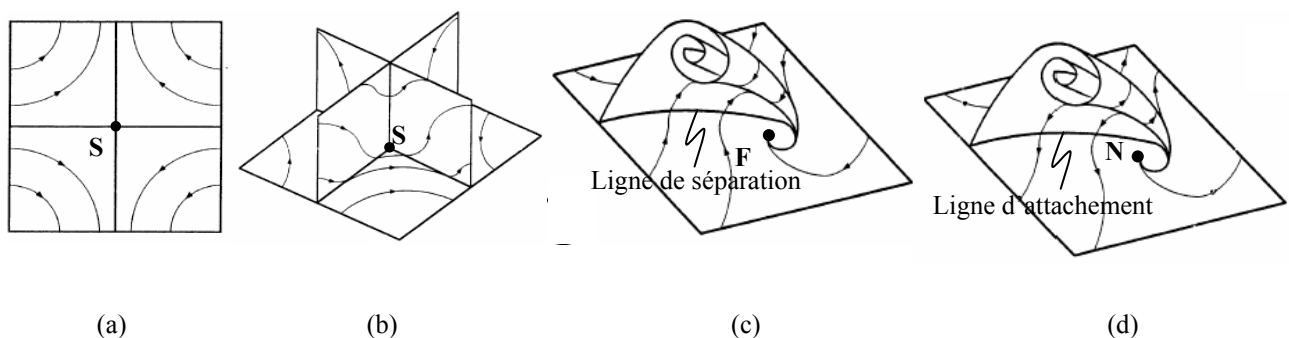


Figure 4.8- Définition des points singuliers et des lignes singulières (a) Point Selle (b) Foyer de séparation (c) Nœud d'attachement

2.2- Tomographie de perte de pression totale dans le sillage

La tomographie de perte de pression totale permet de reconstituer les cartographies de C_{pi} . Cette mesure nécessite une prise de pression d'arrêt en amont de la géométrie pour déterminer la pression totale de référence, et une prise de pression d'arrêt mobile qui balaie la zone de l'écoulement étudiée (couche limite ou sillage). Pour les sondages de couche limite, une sonde plate *bec de canard* est utilisée, qui permet de relever un point de mesure tout les 10^{-4} m, et de caractériser correctement la couche limite. Pour la caractérisation du sillage d'un véhicule automobile, cette sonde est trop sensible à la déviation des vecteurs de courant par rapport à l'axe de la sonde, et la sonde Kiel est plus adaptée. Elle est constituée d'une prise de pression d'arrêt placée à l'intérieur d'un convergent, ce qui la rend peu sensible aux variations d'incidence des lignes de courant. Des mesures effectuées à l'IAT de S^t Cyr indiquent ainsi que l'erreur commise sur la prise de pression totale ne dépasse pas 2% pour une incidence comprise entre -45° et 45° par rapport à l'axe de la sonde [Lau88].

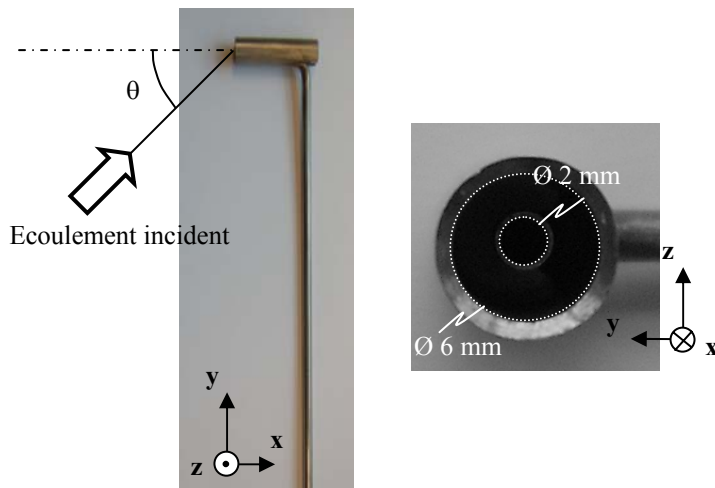


Figure 4.9- Définition de la sonde de Kiel

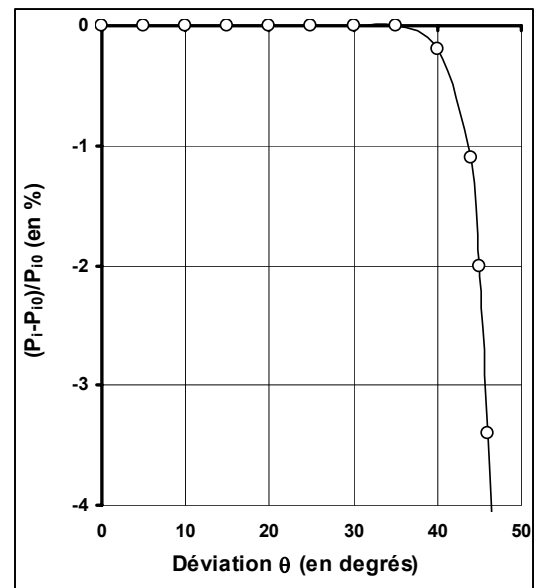


Figure 4.10- Evolution de l'incertitude de la prise de pression d'arrêt en fonction de la déviation des lignes de courant.

Dans la présente étude, la cartographie des coefficients de pertes de pression totale est relevée dans un plan transversal situé dans le sillage, en aval de la géométrie. Un peigne constitué de 40 sondes de Kiel disposées verticalement avec un pas de 10^{-2} m (Figure 4.11) balaye le plan de mesure et permet de reconstituer le champ des pertes de pression totale en un passage. Pour chaque point de mesure, c'est-à-dire pour chaque sonde de Kiel et à chaque position, les résultats sont moyennés sur 250 prises de pression totale d'une durée de $2 \cdot 10^{-3}$ s chacune. Les cartographies obtenues avec et sans contrôle sont présentées dans les chapitres suivants.

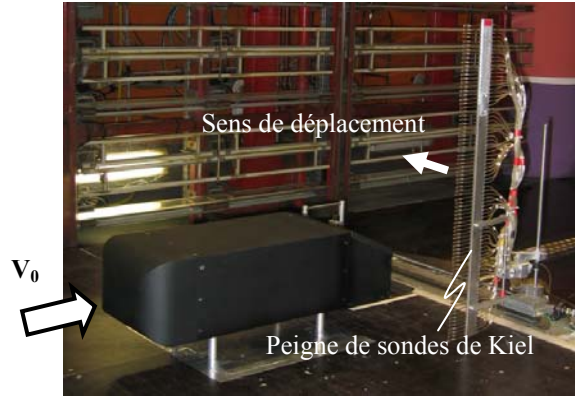


Figure 4.11- Tomographie de perte de pression d'arrêt.

Dans le sillage qui se développe en aval d'un corps épais, l'apparition d'un courant retour dans la zone de recirculation peut dégrader la performance de la sonde. L'incertitude de mesure peut alors être localement supérieure à 2%. La vitesse du courant retour n'est en effet pas prise en compte par la sonde Kiel puisque la déviation est égale à $\theta=180^\circ$. L'erreur effectuée peut alors être évaluée à partir des relations (4.2) à (4.4) :

$$C_{pi} = 1 - C_p - \left(\frac{V}{V_0} \right)^2 \quad (4.2)$$

La pression d'arrêt mesurée par la sonde de Kiel, dans le cas d'un courant retour, donne alors:

$$C_{pim} = 1 - C_p \quad (4.3)$$

Soit l'erreur :

$$e = C_{pim} - C_{pi} = \left(\frac{V}{V_0} \right)^2 \quad (4.4)$$

Dans le sillage d'un véhicule automobile, les vitesses relevées dans le courant retour sont en module de l'ordre de 0,1 fois la vitesse de référence V_0 . Soit une erreur de 0,01 sur la valeur du C_{pi} , d'après la relation (4.4).

2.3- Sondage de couche limite

Le sondage de couche limite, réalisé à l'aide d'une mesure différentielle de pression, permet de tracer les profils de vitesse au voisinage de la paroi. A cet effet, une sonde plate (sonde *bec de canard* dont les dimensions sont reportées Figure 4.12) fournit la pression dynamique locale P_{dyn} qui permet de retrouver localement la vitesse à partir de la relation :

$$V = \sqrt{\frac{2}{\rho} P_{dyn}} \quad (4.5)$$

La sonde est placée à l'extrémité d'un bras robotisé situé sur le toit de la soufflerie (Figure 4.13) et équipé d'une course linéaire qui permet de gérer les déplacements verticaux de la sonde. Le montage permet ainsi de déterminer les profils verticaux de vitesse, pour différents points dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière. La fréquence d'acquisition de la sonde de pression totale est de $f_e=128$ Hz. Un délai de 6 s est nécessaire pour stabiliser l'écoulement après chaque déplacement de la sonde. La mesure s'effectue ensuite sur un intervalle de 4 s.

Lorsque la vitesse V_0 de l'écoulement amont est appliquée, un effort important est exercé sur toute la longueur du bras. Compte tenu du maître couple imposé (~ 2 m entre le point de mesure sur la lunette arrière et le plafond de la veine), la flexion du bras entraîne un décalage du point de mesure. La sonde doit donc être positionnée lorsque la vitesse de l'écoulement amont est établie à $V_0=40 \text{ m.s}^{-1}$. Pour cette vitesse, cependant, l'effort de l'écoulement sur le bras se traduit par une vibration de la sonde, et une incertitude évaluée à $0,5.10^{-3} \text{ m}$ sur la position de la sonde. De même, la vibration du bras ne permet pas de déterminer les points situés à une distance inférieure à 5.10^{-4} m de la paroi. Enfin, compte tenu de la sonde utilisée, les points de mesure situés dans la couche limite décollée, c'est-à-dire en présence d'un courant retour, ne sont pas valides. Ce montage permet cependant de mesurer localement l'épaisseur δ_{dec} de la couche limite décollée, et de mettre quantitativement en évidence le recollement de l'écoulement lorsque l'aspiration est appliquée (voir chap. 4.3).

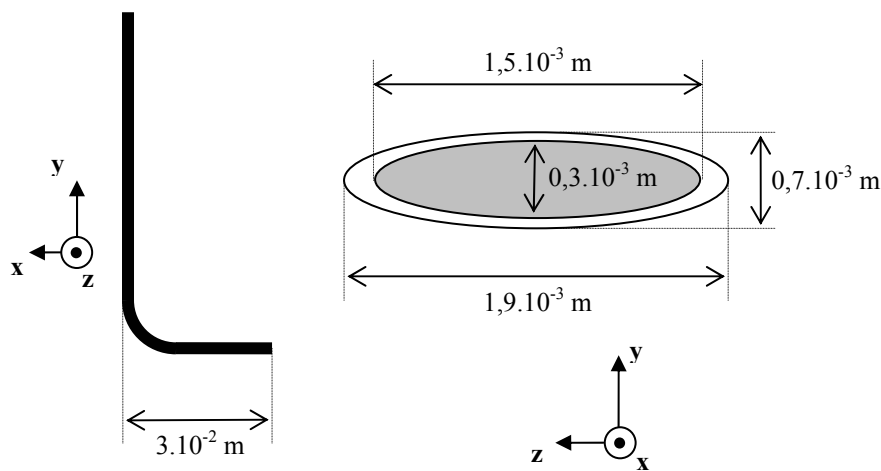


Figure 4.12- Dimension de la sonde de pression dynamique



Figure 4.13 – Montage pour sondage de couche limite

2.4- Caractérisation de la vitesse d'aspiration

Afin de caractériser la vitesse d'aspiration, un montage fil chaud est mis en place. Compte tenu de la vibration du support évoquée dans la section précédente, le fil chaud ne peut cependant être utilisé pour des mesures de vitesse dans la fente d'aspiration pendant l'essai. Un second montage est alors mis en place afin d'évaluer la gamme de débit aspiré fourni par l'aspirateur (voir section 1.2).

2.4.1- Anémométrie au fil chaud

L'anémométrie fil chaud est une méthode quantitative et intrusive de mesure de vitesse dans un écoulement. Un fil de faible dimension (Figure 4.14) est monté sur 2 broches parcourues par un courant électrique qui maintient le fil à une température constante. Lors du passage d'un écoulement (à une température inférieure à celle du fil), le fil a tendance à refroidir. La vitesse de l'écoulement est alors déterminée à partir de l'énergie électrique nécessaire au maintien de la température du fil.

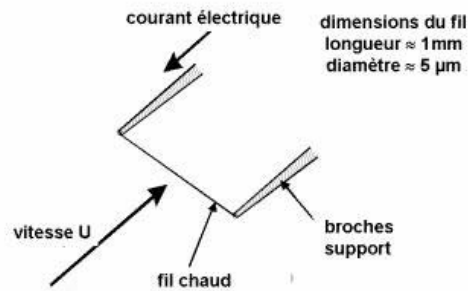


Figure 4.14- Anémométrie fil chaud

Dans le cadre de la présente étude, l'anémométrie à fil chaud est utilisée pour caractériser la vitesse d'aspiration au niveau de la fente. La maquette est placée sur un bâti équipé d'une course linéaire (Figure 4.15), où vient se fixer une sonde de type film chaud (TSI 1201) dont les dimensions sont données Figure 4.16. L'évolution de la vitesse mesurée par rapport au voltage relevée n'est pas linéaire, et une calibration de la chaîne d'acquisition est nécessaire. Dans la présente étude, la calibration s'effectue à l'aide d'un soufflerie étalonnage (TSI 1127) alimentée en air comprimé, et 17 points de mesure sont relevés pour des vitesses allant de 0 m.s^{-1} à 70 m.s^{-1} .

Le fil chaud possède 2 degrés de liberté : une translation le long de la course linéaire et une translation verticale qui permet de le positionner dans la fente d'aspiration. L'utilisation de la course linéaire micrométrique permet de se placer à $0,1.10^{-3} \text{ m}$ de la fente. Les mesures sont effectuées sur une durée de 4 s avec une fréquence d'acquisition de 10^3 Hz . Chaque vitesse présentée dans la section 1.2 représente alors une moyenne effectuée sur 4000 point de mesures.

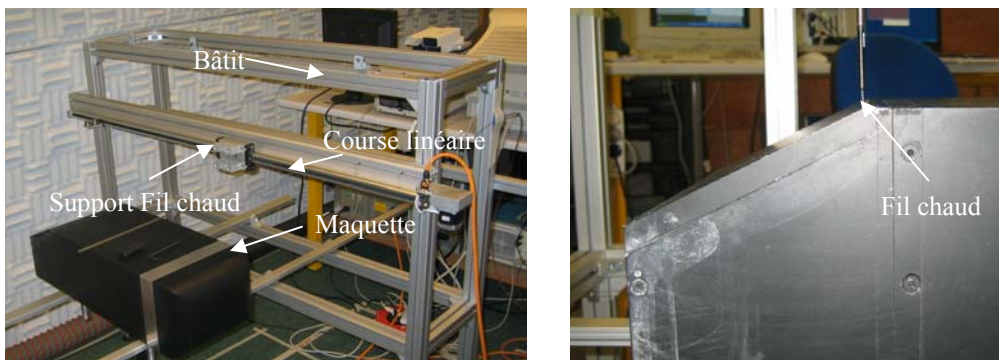


Figure 4.15 – Montage réalisé pour l'anémométrie fil chaud

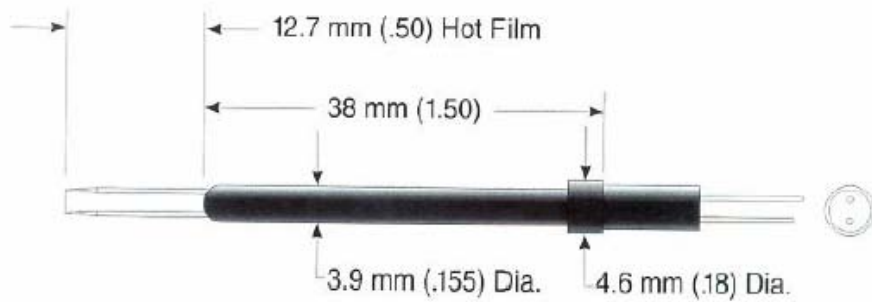


Figure 4.16- Dimension du fil chaud

2.4.2- Mesure de vitesse par prise de pression statique

La distribution de vitesse sur la fente d'aspiration peut également être évaluée à partir de relevés de pression statique effectuée sur la longueur de la fente d'aspiration Figure 4.17.a. Cette mesure nécessite également l'installation d'une prise de pression totale sur chaque plaque (Figure 4.17.b). Elle permet de relever la pression totale dans l'écope lorsque l'aspiration est activée, et de déterminer la pression dynamique en chaque point de mesure. Le volume de la fente d'aspiration est en effet négligeable devant le volume de l'écope, et la vitesse dans l'écope peut être considérée comme nulle. En négligeant également, en première approximation, les pertes de charges au niveau de la fente (élargissement brusque de la section en sortie de fente), la vitesse peut être calculée à partir de la relation 4.5.

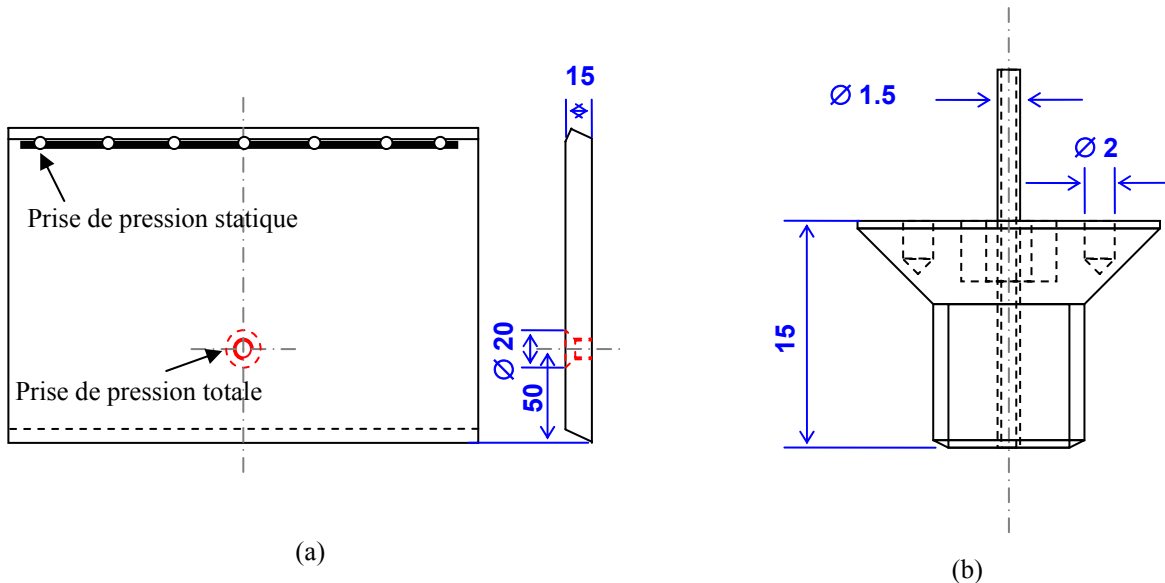


Figure 4.17 – Schéma de réalisation des mesures de vitesse par prise de pression statique (a) Position des prises de pression sur la plaque (b) schéma de la prise de pression totale

La sonde de pression statique est fixée sur la paroi de la lunette arrière afin que la prise de pression soit placée à la verticale de la fente d'aspiration. Le vecteur vitesse doit être tangent à l'orifice de prise de pression qui doit alors être positionné comme indiqué sur la Figure 4.18.b. Alors que la vitesse est mesurée sur la fente d'aspiration dans le cas du fil chaud (Figure 4.18.a), la mesure s'effectue à une distance $\Delta y = 0,5 \cdot 10^{-3}$ m dans le cas de la prise de pression statique (Figure 4.18.b). Dans cette zone de fort gradient de vitesse, cette distance Δy induit des erreurs sur la mesure de la vitesse, qui apparaissent Figure 4.4.

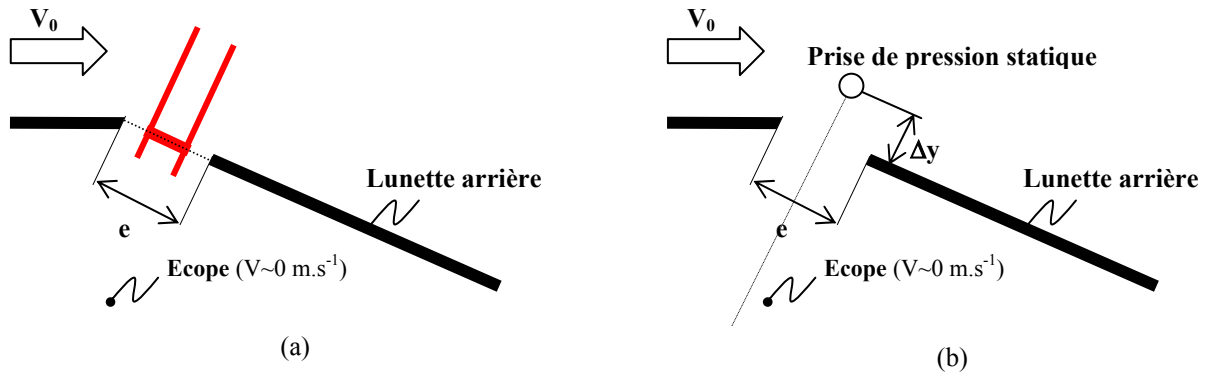


Figure 4.18 – Mesure de la vitesse sur la fente d'aspiration (a) par fil chaud (b) par prise de pression statique

3- Conclusion

Ce premier chapitre permet de décrire le montage expérimental et les différentes techniques de mesure qui sont utilisées dans la suite de l'étude pour caractériser la topologie de l'écoulement avec et sans contrôle.

La maquette représente le corps de Ahmed incliné à 25° , où la partie arrière de la géométrie est modifiée afin de mettre en place le système d'aspiration. Deux configurations de contrôle sont ainsi testées pour valider les résultats obtenus par voie numérique dans le chap. 3.2. La première configuration représente la solution optimale identifiée dans le chap. 3.2 où la fente d'aspiration est placée au niveau de la ligne de séparation. La seconde configuration permet de tester la robustesse de la solution vis-à-vis de la position de la fente. Celle-ci est alors située 10^{-2} m en aval de la ligne de séparation.

Les débits d'air aspiré associés aux différents régimes de fonctionnement de l'aspirateur sont également analysés. La mesure des vitesses d'aspiration avec et sans écoulement principal permet en outre de déterminer l'impact de l'écoulement incident sur la performance du système d'aspiration. Les vitesses d'aspiration obtenues correspondent à la gamme de vitesse identifiée par voie numérique, entre $0,4 V_0$ et V_0 . Pour la configuration 2, une seule vitesse d'aspiration est testée, avec $V_{asp}/V_0=0,35$.

Dans la suite du document, les visualisations pariétales, les tomographies de perte de pression d'arrêt relevées dans le sillage et les sondages de vitesse dans la couche limite qui se développe sur la lunette arrière permettent d'analyser l'écoulement sans contrôle (chap. 4.2) puis avec contrôle (chap. 4.3).

Chapitre 4.2- CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT SANS CONTRÔLE

L'écoulement est étudié dans un premier temps sans appliquer les solutions de contrôle définies chap. 3.2. La vitesse de l'écoulement infini amont est de $V_0=40 \text{ m.s}^{-1}$, soit un nombre de Reynolds de $R_e=1,95.10^6$, basé sur la longueur de la géométrie. Des visualisations par canne à fumée et des visualisations pariétales permettent tout d'abord d'identifier les structures tourbillonnaires qui se développent au niveau du culot et dans le sillage. Les pertes énergétiques associées à chacune de ces structures sont ensuite analysées à l'aide de tomographies de perte de pression d'arrêt, réalisées dans des plans transversaux en aval de la géométrie. Enfin, des profils de vitesse relevés dans le plan longitudinal médian permettent de caractériser la zone décollée de lunette arrière. Les résultats présentés dans ce chapitre sont systématiquement comparés aux résultats numériques afin de valider a posteriori le code de calcul présenté chap. 3.1.

1- Identification des structures tourbillonnaires

Les visualisations par fumée permettent de mettre en évidence les principales structures tourbillonnaires qui se développent sur la lunette arrière et le culot du corps de Ahmed. Un plan laser situé dans le plan longitudinal médian de la géométrie éclaire les particules provenant d'une canne à fumée située en amont de la géométrie. Pour des raisons pratiques, ces visualisations sont réalisées pour un écoulement incident de $V_0=15 \text{ m.s}^{-1}$, associé à un nombre de Reynolds $R_e=730.000$ (calculé à partir de la longueur de la géométrie). Une caméra disposée perpendiculairement au plan laser permet d'enregistrer les images.

La zone décollée de lunette arrière est mise en évidence sur la Figure 4.19. La ligne de séparation semble intervenir légèrement en aval de la rupture de pente sur le haut de la lunette arrière ((i) sur la Figure 4.19). Ce décalage est dû à une erreur de parallaxe : la caméra n'est pas parfaitement perpendiculaire au plan laser. La visualisation indique cependant que la zone décollée se développe sur toute la longueur de la lunette arrière et est *ouverte* sur l'écoulement de sillage proche.

Des visualisations par canne à fumée sont également réalisées, au niveau du culot de la géométrie. Les résultats donnés Figure 4.20 sont associés au développement de la structure tourbillonnaire transversale torique, mise en évidence numériquement (voir chap. 3.2) et identifiée dans la bibliographie. Deux structures contrarotatives alimentées respectivement par l'écoulement provenant de la lunette arrière sur le haut du culot (ST_2 sur la Figure 4.20.b) et par l'écoulement provenant du soubassement sur le bas du culot (ST_1 sur la Figure 4.20.b), se développent sur le culot. Dans les visualisations données Figure 4.20, l'alimentation en fumée s'effectue uniquement par le soubassement ; la

structure qui se développe sur le bas du culot apparaît donc plus nettement sur la photo. Les visualisations indiquent également un échange de fluide entre les 2 structures tourbillonnaires : le fluide provenant de la structure tourbillonnaire basse (ST_1 Figure 4.20.b) alimente la structure haute (ST_2 Figure 4.20.b). Enfin, une structure tourbillonnaire longitudinale est mise en évidence le long de l'arête latérale gauche (vue de l'arrière) sur la Figure 4.21.

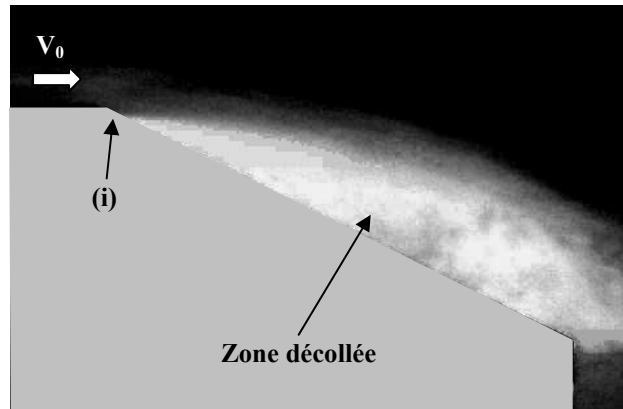


Figure 4.19- Visualisation de la zone décollée dans le plan longitudinal médian (plan laser)

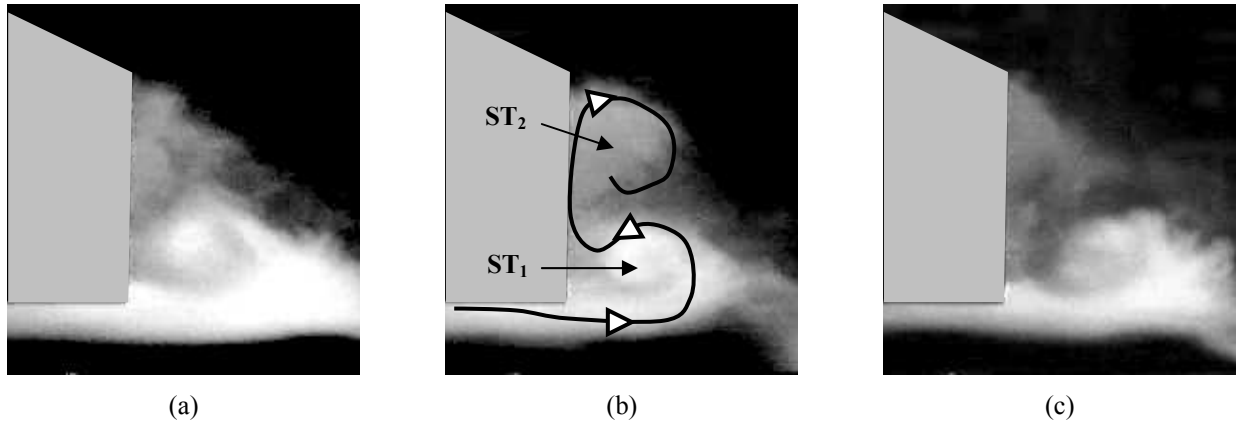


Figure 4.20- Visualisation des structures tourbillonnaires transversales au culot du corps de Ahmed, dans le plan longitudinal médian (plan laser)



Figure 4.21- Visualisation de la structure tourbillonnaire longitudinale sur l'arête latérale gauche de la lunette arrière (vue de $\frac{3}{4}$ arrière)

Des visualisations pariétales sont réalisées sur la lunette arrière pour un écoulement incident à la vitesse infinie amont $V_0=40 \text{ m.s}^{-1}$ ($Re=2,6.10^6$). Les filets fluides issus des parois latérales de la lunette arrière décollent le long de l'arête latérale, s'enroulent dans la structure longitudinale et recollent sur la paroi selon la ligne d'attachement AC

(Figure 4.22.a et b). Une partie du fluide issu de la ligne d'attachement se dirige en direction de l'arête latérale de lunette arrière et décolle à nouveau le long de la ligne de séparation AB (Figure 4.22.a et b). L'existence de cette ligne de séparation AB indique la présence d'une structure tourbillonnaire longitudinale secondaire, contra rotative, déjà identifiée par Spohn *et al.* [Spo02] et mise en évidence numériquement par Krajnovic *et al.* [Kra05]. Une partie du fluide issu de la ligne d'attachement AC se dirige en direction du plan longitudinal médian ($y=0$) et alimente l'écoulement de proche paroi sous la zone décollée. La concentration de mélange en haut à gauche de la lunette arrière suggère l'existence d'un foyer de séparation F (Figure 4.22.a), également identifié par voie numérique (Figure 4.22.b). Le fluide s'enroule alors autour du foyer de séparation F, et la conservation de la quantité de mouvement impose en ce point l'émission d'une structure tourbillonnaire qui alimente l'écoulement de culot [Spo02].

Les résultats qualitatifs présentés dans cette partie permettent de valider a posteriori la topologie de l'écoulement donnée par le code numérique (chap. 3.2). Les pertes d'énergie volumique associées à chacune des structures tourbillonnaires sont analysées dans la partie suivante à l'aide de tomographie de perte de pression totale relevées dans le sillage, et la zone décollée est caractérisée à partir de relevés de pression statique et de vitesse.

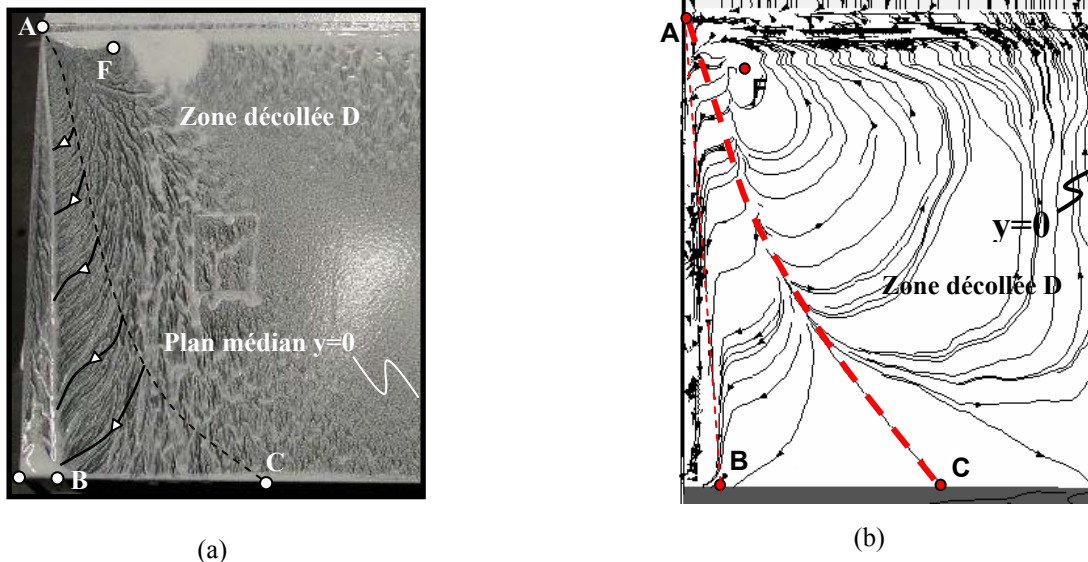


Figure 4.22- Cartographie des lignes de frottements relevées sur la partie gauche de la lunette arrière (vue de l'arrière) (a) expérimental (b) numérique

2- Topologie des structures tourbillonnaires

Les structures tourbillonnaires identifiées dans la première partie sont analysées à l'aide de mesures quantitatives. Des tomographies de perte de pression totale permettent ainsi dans un premier temps de caractériser les pertes énergétiques associées à chacune des structures tourbillonnaires dans le sillage. La zone décollée de lunette arrière est ensuite plus particulièrement étudiée à l'aide de profils de vitesse et de pression statique relevés dans le plan longitudinal médian de la maquette.

2.1- Caractérisation des pertes énergétiques dans le sillage

Les pertes énergétiques associées à chaque structure tourbillonnaire sont analysées par tomographie de perte de pression d'arrêt. Les cartographies de perte de pression totale sont relevées dans un plan transversal situé dans le sillage, aux abscisses réduites $x/H=0,05$, $x/H=0,4$ et $x/H=1$ (avec x la distance entre le culot et le plan de mesure et H la hauteur

de la géométrie). Les contraintes aérodynamiques appliquées sur le peigne de tomographie (présenté dans le chap. 4.1) limite la vitesse de l'écoulement à $V_0=30 \text{ m.s}^{-1}$ lorsque des mesures de perte de pression totale sont réalisées. Pour chaque plan de mesure, les résultats sont comparés aux résultats numériques.

La cartographie de perte de pression totale relevée à l'abscisse réduite $x/H=0,05$ (Figure 4.23.a) montre que chacune des structures tourbillonnaires identifiées dans le § 1 est le siège de perte de pression totale importante : $C_{pi}=1,1$ pour la structure transversale de culot (ST sur la Figure 4.23.a), $C_{pi}=1$ dans la zone décollée (D sur la Figure 4.23.a) et $C_{pi}=1,4$ dans les structures longitudinales (T_1 et T_2 sur la Figure 4.23.a). Les résultats sont en bon accord avec les résultats numériques obtenus dans la partie 3 (Figure 4.23.b). En revanche, les résultats ne coïncident pas au niveau du soubassement. Les supports de la maquette génèrent en effet un sillage qui apparaît dans le plan du culot (P sur la Figure 4.23.a). Les pertes de pression totale associées sont relativement faibles ($C_{pi}=0,5$) mais indiquent une interaction avec l'écoulement de culot, qui n'est pas représenté dans la simulation numérique où les supports ne sont pas modélisés.

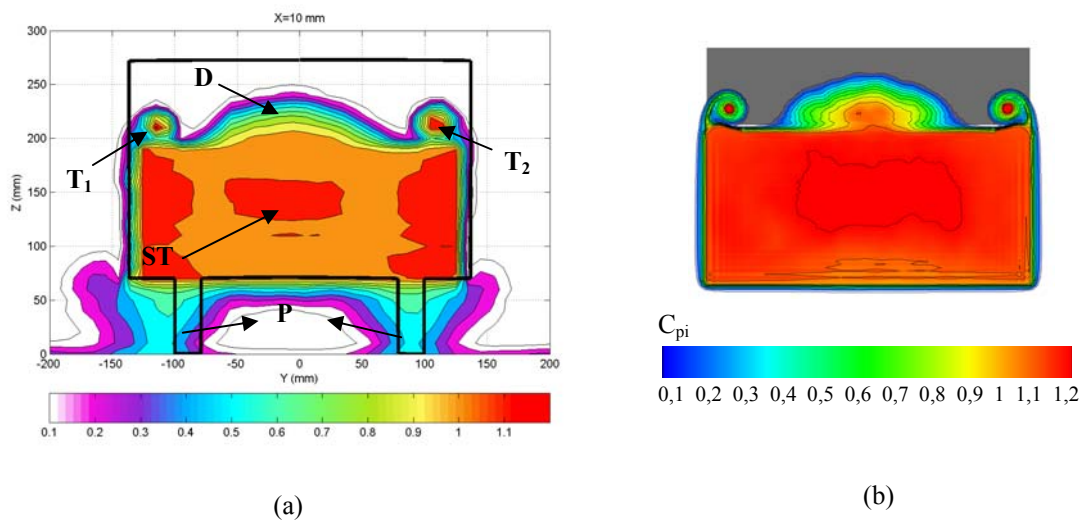


Figure 4.23- Cartographie du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ en aval du culot (a) expérimental, (b) numérique

Les structures ont ensuite tendance à se dissiper par effet visqueux et turbulent, et les pertes de pression totale décroissent lorsque le plan de mesure se déplace vers l'aval. A l'abscisse réduite $x/H=0,4$ (Figure 4.24.a), les coefficients de perte de pression totale associés à chaque structure sont ainsi respectivement de $C_{pi}=1,1$ pour la structure transversale, $C_{pi}=0,8$ dans la zone décollée et $C_{pi}=1$ dans les structures longitudinales. Enfin, dans le plan situé à l'abscisse réduite $x/H=1$ (Figure 4.25.a), seules les structures longitudinales, les plus énergétiques, apparaissent encore, avec un coefficient de perte de pression totale de l'ordre de $C_{pi}=0,7$. Tous les résultats présentés ici sont en bon accord avec les résultats numériques donnés Figure 4.24.b et Figure 4.25.b.

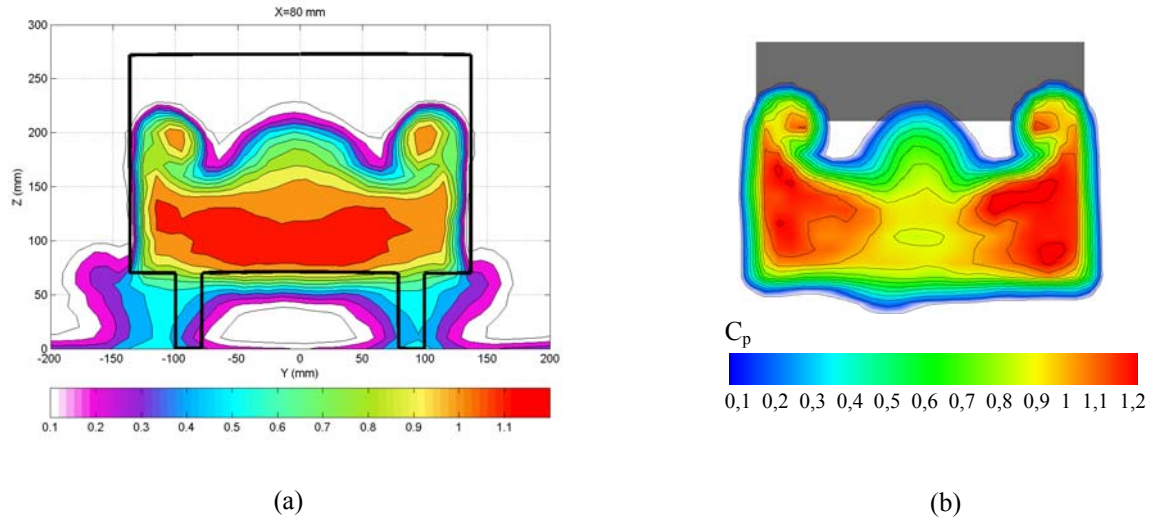


Figure 4.24- Cartographie du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,4$ en aval du culot (a) expérimental, (b) numérique

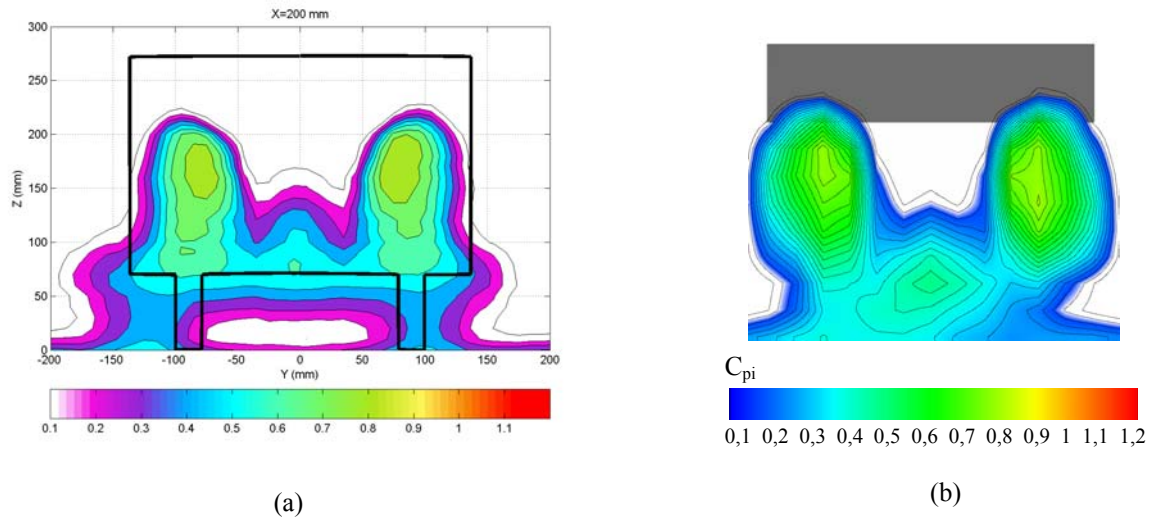


Figure 4.25- Cartographie du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=1$ en aval du culot (a) expérimental, (b) numérique

L'objectif du contrôle par aspiration testé ici consiste plus particulièrement à supprimer la zone décollée D, ou à la reporter vers l'aval (voir chap. 3.2). La partie suivante s'intéresse donc plus particulièrement à cette zone décollée à partir de relevés de vitesse et de pression statique dans le plan longitudinal médian.

2.2- Caractérisation de la zone décollée de lunette arrière

Le décollement qui se développe sur la lunette arrière est caractérisé dans un premier temps à partir des coefficients de perte pression statique pariétaux, relevés dans le plan longitudinal médian. Les résultats reportés Figure 4.26 font apparaître une dépression importante sur le haut de la lunette arrière ($C_p=-1,4$ au niveau de la ligne de séparation en fin de pavillon). La pression statique augmente ensuite continûment sur toute la longueur de la lunette arrière, avec $C_p=-0,32$ en fin de lunette arrière ($x/l=0,87$ Figure 4.26).

Les résultats ne sont cependant pas en bon accord avec les résultats numériques présentés dans le chap. 3.2 (Figure 4.26). Ainsi, le plateau de dépression ($C_p=-0,6$), identifié par voie numérique pour $x/l<0,4$ (Figure 4.26), n'apparaît pas

sur les résultats expérimentaux. De même, le code de calcul semble surévaluer la pression statique sur toute la longueur de la lunette arrière (Figure 4.26). Les résultats numériques semblent néanmoins plus en adéquation avec la physique de l'écoulement ; un plateau de dépression est en effet représentatif d'une zone décollée. Les mesures expérimentales peuvent cependant être critiquées : la pression statique est en effet relevée à $0,5 \cdot 10^{-3}$ m de la paroi du culot (chap. 4.1 § 2.4.2). Compte tenu du gradient important de pression qui existe dans cette région de l'écoulement (la couche de cisaillement décollée n'est pas développée dans la direction verticale au voisinage de la ligne de séparation), les mesures ne représentent donc pas exactement la pression pariétale relevée par voie numérique, et ne font pas apparaître clairement de décollement sur le haut de la lunette arrière. Des profils de couche limite sont alors effectués sur le haut de la lunette arrière afin de caractériser le décollement du fluide de façon plus ostensible.

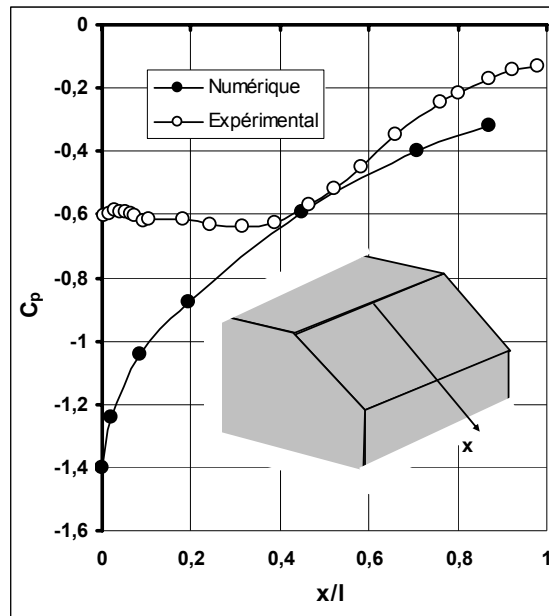


Figure 4.26- Distribution du coefficient de perte de pression statique pariétale dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière.

La zone décollée identifiée sur les tomographies de perte de pression totale est caractérisée par un sondage de couche limite réalisé à l'aide d'une sonde de pression totale (voir chap. 4.1 § 2.3). Les profils verticaux de vitesse sont relevés sur le haut ($x_1/l=0,13$, Figure 4.27.a), sur le milieu ($x_2/l=0,48$, Figure 4.27.a) et le bas de la lunette arrière ($x_3/l=0,93$, Figure 4.27.a). La sensibilité de la sonde utilisée à la déviation des lignes de courant ne permet cependant pas de mesurer de façon pertinente les valeurs de la vitesse du fluide dans la zone décollée. En présence d'un courant retour, la sonde intrusive atteint ses limites et donne des valeurs négatives pour la pression dynamique. Cette limitation peut cependant être utilisée pour caractériser l'épaisseur de la zone décollée, c'est-à-dire la distance δ_{dec} de la paroi où apparaît le courant retour (NB : cette distance ne doit pas être confondue avec l'épaisseur δ de couche limite qui correspond à la distance pour laquelle la vitesse représente 0,99 fois la vitesse extérieure à la couche limite). Les résultats sont reportés Figure 4.27.b et dans le tableau 4.2. L'écoulement décolle sur le haut de la lunette arrière, et la zone décollée a une épaisseur de $\delta_{dec}=8 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,13$. En s'éloignant de la paroi de la lunette arrière (dans la direction y), l'écoulement présente un gradient de vitesse important et l'écoulement présente une vitesse de $0,99 V_0$ pour $\delta=18 \cdot 10^{-3}$ m. La zone décollée se développe et s'épaissit le long de la lunette arrière, et l'épaisseur décollée double entre les abscisses réduites $x/l=0,13$ et $x/l=0,48$ ($\delta_{dec}=15 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,48$). L'épaisseur de la couche limite est alors de $\delta=52 \cdot 10^{-3}$ m. Enfin, conformément aux résultats numériques, La couche limite a tendance à recoller à la paroi sur le

bas de la lunette arrière et l'épaisseur de la zone décollée n'est plus que de $\delta_{\text{dec}}=9.10^{-3}$ m pour $x/l=0,93$. Les gradients de vitesse sont cependant moins importants en s'éloignant de la paroi, et les mesures effectuées jusqu'à $y=70.10^{-3}$ m font encore apparaître un déficit de vitesse $V=0,986 V_0$.

Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats numériques dans le tableau 4.2. La zone décollée est bien représentée sur le haut de la lunette arrière avec $\delta_{\text{dec}}=7.10^{-3}$ m en numérique contre $\delta_{\text{dec}}=8.10^{-3}$ m en expérimental pour $x/l=0,13$ et $\delta_{\text{dec}}=18.10^{-3}$ m en numérique contre $\delta_{\text{dec}}=15.10^{-3}$ m en expérimental pour $x/l=0,48$. En revanche, les résultats numériques indiquent que la couche limite est recollée pour $x/l=0,93$ (voir chap. 3.2) alors que les résultats expérimentaux font état d'une épaisseur décollée $\delta_{\text{dec}}=9.10^{-3}$ m pour cette abscisse.

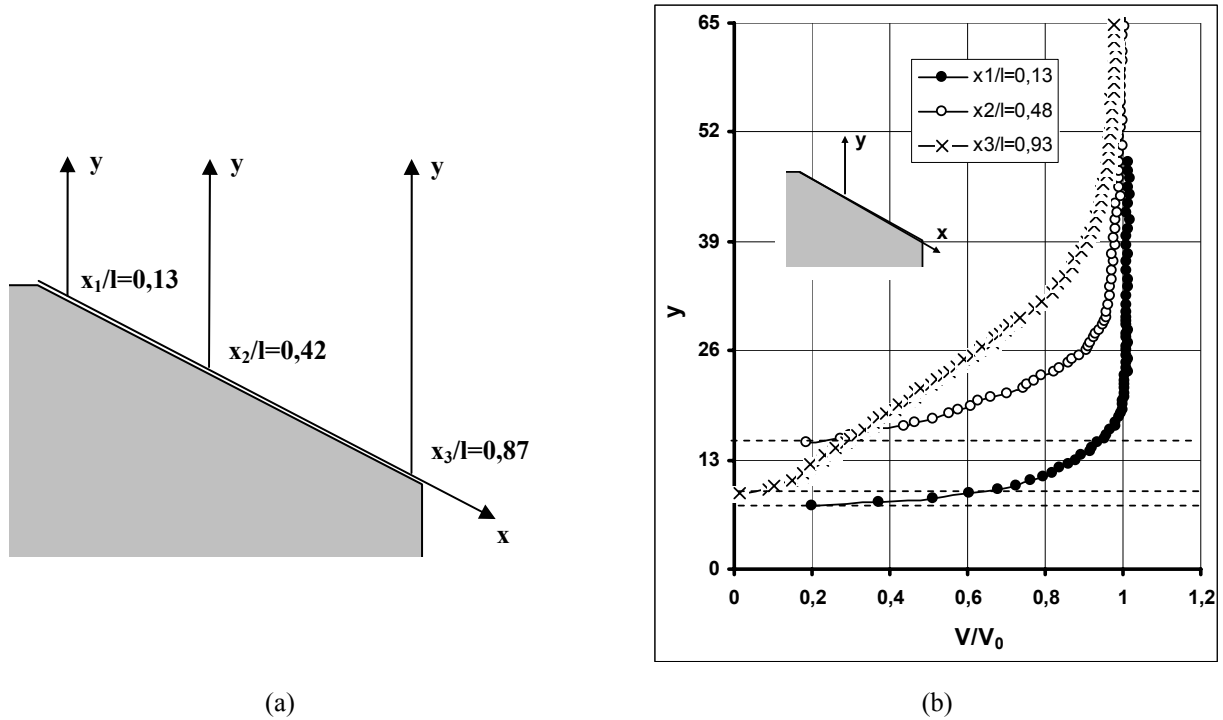


Figure 4.27- Sondage de couche limite sur la lunette arrière (a) définition des plans de mesure, dans le plan longitudinal médian (b) Profils de vitesse

x/l		$\delta_{\text{dec}} (10^{-3} \text{ m})$
0,13	expérimental	8
	numérique	7
0,48	expérimental	15
	numérique	18
0,93	expérimental	9
	numérique	0

Tableau 4.3 – Récapitulatifs

3- Conclusion

La topologie de l'écoulement sans contrôle est analysée par voie expérimentale dans ce chapitre, et les résultats sont systématiquement comparés aux résultats numériques obtenus dans le chap. 3.2 afin de valider a posteriori la simulation.

Les différentes structures tourbillonnaires qui composent le sillage sont tout d'abord identifiées à l'aide de mesure qualitative (visualisation fumée et visualisations pariétales) qui mettent en évidence la zone décollée et les structures tourbillonnaires longitudinales au niveau de la lunette arrière et les structures tourbillonnaires transversales au niveau du culot. En particulier, la concordance des résultats numériques et expérimentaux au niveau des lignes de frottement sur la lunette arrière montre que l'écoulement de proche paroi est bien représenté par le code dans la zone décollée. Les points singuliers de type nœud d'attachement ou foyer d'émission, ainsi que les lignes de séparation ou d'attachement associées à l'écoulement de lunette arrière sont en bon accord avec les résultats numériques.

Les pertes de pression totale associées à chacune de ces structures tourbillonnaires sont ensuite analysées par tomographie des pertes de pression d'arrêt dans le sillage. Là encore, les mesures qualitatives et quantitatives obtenues confirment bien les résultats numériques et indiquent que le code numérique évalue correctement les pertes d'énergie volumique dans le sillage.

Enfin, la zone décollée de lunette arrière est analysée à l'aide de mesure quantitative de vitesse et de pression statique. Si les mesures de pression ne coïncident pas sur le haut de la lunette arrière, les profils de vitesse relevés dans la couche limite permettent de s'assurer que l'épaisseur de la zone décollée de lunette arrière est correctement représentée par le code. Les résultats sont en bon accord sur le haut de la lunette arrière, mais divergent au niveau de la ligne de recollement sur le bas de la lunette arrière. Ces différences peuvent cependant être associées aux perturbations introduites par la partie arrondie avant du corps de Ahmed et les pieds, qui ne sont pas représentés dans la simulation numérique.

Les résultats présentés dans cette partie, ainsi que les résultats bibliographiques donnés dans le chap. 3.2, permettent de valider la représentation de l'écoulement par le code numérique. L'aspiration est alors appliquée sur le haut de la lunette arrière, conformément au protocole numérique proposé dans le cap. 4.1 § 1. Les résultats obtenus pour différentes vitesses d'aspiration sont analysés dans le chapitre suivant. L'objectif consiste alors à s'assurer de la pertinence des phénomènes physiques mis en évidence par voie numérique, lorsque l'aspiration est appliquée, i.e. la suppression de la zone décollée et la recompression de l'écoulement sur la lunette arrière.

Chapitre 4.3- CARACTERISATION DE L'INFLUENCE DE L'ASPIRATION

L'influence de l'aspiration est testée dans ce chapitre par voie expérimentale, afin de valider les principaux résultats topologiques mis en évidence dans le chap. 3.2. L'objectif est de vérifier que l'aspiration, placée sur le haut de la lunette arrière, permet de recoller l'écoulement sur la paroi de la lunette arrière pour une gamme de vitesse d'aspiration située autour de 0,6 fois la vitesse de référence V_0 . Des visualisations pariétales et des sondages de couche limite permettent d'identifier la suppression de la couche limite décollée de lunette arrière. La contribution de la lunette arrière à la traînée de pression est ensuite analysée à partir d'un relevé de pression statique pariétale. Enfin, des tomographies de perte de pression totale permettent de caractériser l'influence de l'aspiration sur la distribution d'énergie volumique dans le sillage.

Pour chacune des configurations de contrôle détaillées dans le chap. 4.1 § 1.2, les résultats sont comparés aux résultats obtenus sans contrôle (cas de référence présenté dans le chapitre précédent) et aux résultats obtenus avec la fente d'aspiration, où l'aspiration n'est pas appliquée ($V_{asp}=0$). Ces comparaisons permettent de caractériser indépendamment l'influence de la perturbation géométrique générée par la fente et l'influence du débit d'aspiration.

1- Suppression de la zone décollée de lunette arrière.

La topologie de la zone décollée de lunette arrière est abordée dans un premier temps à partir de sondages de couche limite, relevés dans le plan longitudinal de la lunette arrière aux abscisses réduites $x/l=0,13$, $x/l=0,42$ et $x/l=0,87$. Ces résultats sont complétés en dehors du plan longitudinal par des visualisations pariétales (voir chap. 4.1 § 2.1) effectuées sur la lunette arrière pour les différentes configurations de contrôle.

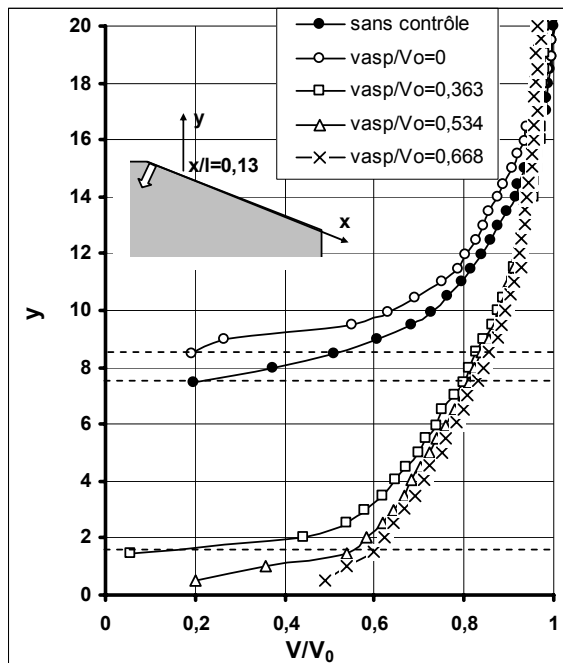
1.1- Aspiration localisée sur la ligne de séparation (config. 1)

L'influence du contrôle est tout d'abord analysée pour la configuration de contrôle identifiée par voie numérique (voir chap. 3.2), pour laquelle la fente de soufflage est positionnée sur la lunette arrière, au niveau de la ligne de séparation (configuration 1, voir chap. 4.1 § 1.2). Les profils de vitesse obtenus avec et sans contrôle sont reportés Figure 4.28.a pour l'abscisse réduite $x/l=0,13$, Figure 4.28.b pour l'abscisse réduite $x/l=0,42$ et Figure 4.28.c pour l'abscisse réduite $x/l=0,87$. Les épaisseurs décollées δ_{dec} obtenues pour chaque configuration de contrôle sont reportés dans le tableau récapitulatif 4.4.

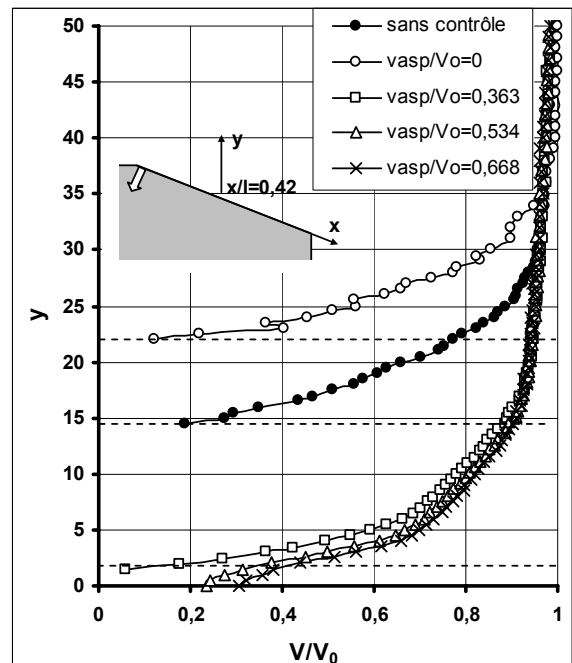
Les résultats indiquent que la fente d'aspiration modifie la topologie de la zone décollée, même en l'absence de débit d'aspiration ($V_{asp}/V_0=0$). Les modifications géométriques introduites par la présence de la fente au niveau de la ligne de séparation perturbent l'écoulement, et la zone décollée a alors tendance à croître sous l'effet de cette perturbation: δ_{dec} augmente de $0,45 \cdot 10^{-3}$ m par rapport au cas sans contrôle pour $x/l=0,13$, de $8 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,42$ et de $19 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,87$ (Figure 4.28 et tableau 4.4). Contrairement au cas sans contrôle, l'évolution de l'épaisseur décollée δ_{dec} est de plus croissante sur toute la longueur de la lunette arrière, ce qui suggère que la couche limite perturbée par la fente d'aspiration n'a plus tendance à recoller à la paroi sur le bas de la lunette arrière.

Lorsque l'aspiration est appliquée, le développement de la zone décollée est limité de façon significative. Pour $V_{asp}/V_0=0,363$, conformément aux résultats numériques, la zone décollée n'est pas totalement supprimée : elle disparaît sur le bas de la lunette arrière ($x/l=0,87$, Figure 4.28.c) mais reste visible sur le haut de la lunette arrière ($x/l<0,42$, Figure 4.28.a et Figure 4.28.b). L'épaisseur δ_{dec} de la zone décollée est cependant réduite de façon significative : $\delta_{dec}=1,5 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,13$ et $\delta_{dec}=2 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,42$. Pour des vitesses d'aspiration supérieures ($V_{asp}/V_0=0,534$ et $V_{asp}/V_0=0,668$, Figure 4.28), les résultats indiquent que la couche limite décollée est supprimée sur toute la longueur de la lunette arrière.

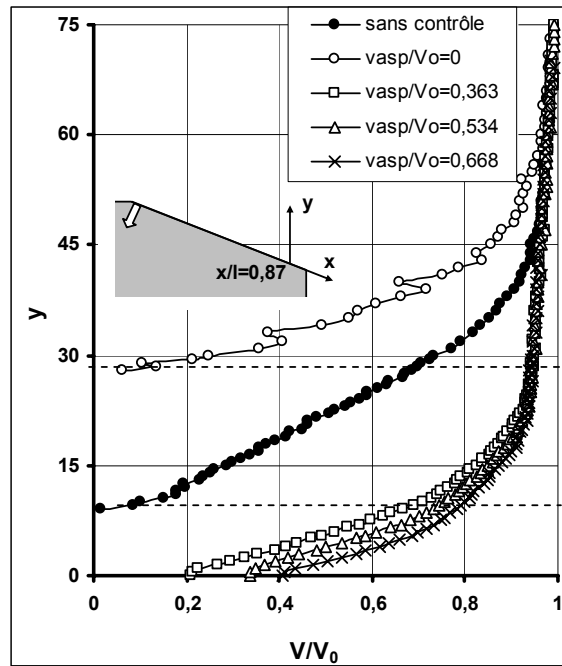
Ces résultats confirment et complètent donc les résultats obtenus par voie numérique (voir chap. 3.2). Pour V_{asp}/V_0 voisin de 0,6 ($V_{asp}/V_0=0,534$ et $V_{asp}/V_0=0,668$), l'aspiration permet de supprimer totalement la zone décollée de lunette arrière (voir Figure 3.44 chap. 3.2 § 2.2). Lorsque l'aspiration est inférieure à cette valeur ($V_{asp}/V_0=0,363$), le volume de la zone décollée est réduit, et la zone de recirculation du fluide est confinée au voisinage de la ligne de séparation (voir Figure 3.57, chap. 3.2 § 2.3).



(a)



(b)



(c)

Figure 4.28- Sondages de couche limite pour la configuration 1 de contrôle, effectués dans le plan longitudinal médian (a) en $x/l=0,13$ (b) en $x/l=0,42$ (c) en $x/l=0,87$

En dehors du plan longitudinal médian, le recollement de l'écoulement sur la lunette arrière est analysé à partir des visualisations pariétales. Les résultats sont présentés sur la partie gauche de la lunette arrière (vue de l'arrière) sans contrôle (Figure 4.29.a), pour $V_{asp}=0$ (Figure 4.29.b), pour $V_{asp}=0,363 V_0$ (Figure 4.29.c) et pour $V_{asp}=0,668 V_0$ (Figure 4.29.d).

La topologie de l'écoulement sans contrôle a déjà été abordée dans le chap. 4.2 (§ 1) et l'analyse s'effectue ici en comparant les cartographies des lignes de frottement obtenues avec et sans contrôle. Les relevés de couche limite indiquent que la présence de la fente augmente l'épaisseur δ_{dec} de la zone décollée (Figure 4.28), pour $V_{asp}=0$, et les résultats présentés Figure 4.29.b confirment ces observations. L'écoulement pariétal est perturbé par la présence de la fente de façon significative. Le mélange gras utilisé ici (voir chap. 4.1 § 2.1), peu adapté aux zones de faible vitesse, ne permet cependant pas d'analyser finement la topologie de l'écoulement. Lorsque l'aspiration est activée, avec $V_{asp}=0,363 V_0$ et $V_{asp}=0,668 V_0$ (Figure 4.29.c et d), les lignes de frottement sont parallèles et alignées dans la direction de l'écoulement incident sur le haut de la lunette arrière, ce qui indique que l'écoulement reste attaché à la paroi de la lunette arrière. La zone décollée résiduelle, identifiée sur le haut de la lunette arrière pour $V_{asp}=0,363 V_0$ (voir Figure 4.28.a et les résultats numériques chap. 3.2), n'apparaît pas sur les visualisations pariétales (Figure 4.29.c). Là encore, l'enduit utilisé ne permet pas une analyse suffisamment fine de la topologie de l'écoulement pariétal. Ces résultats confirment cependant la suppression de la zone décollée en présence de l'aspiration, déjà identifiée dans le plan longitudinal (Figure 4.28) et par voie numérique (voir chap. 3.2).

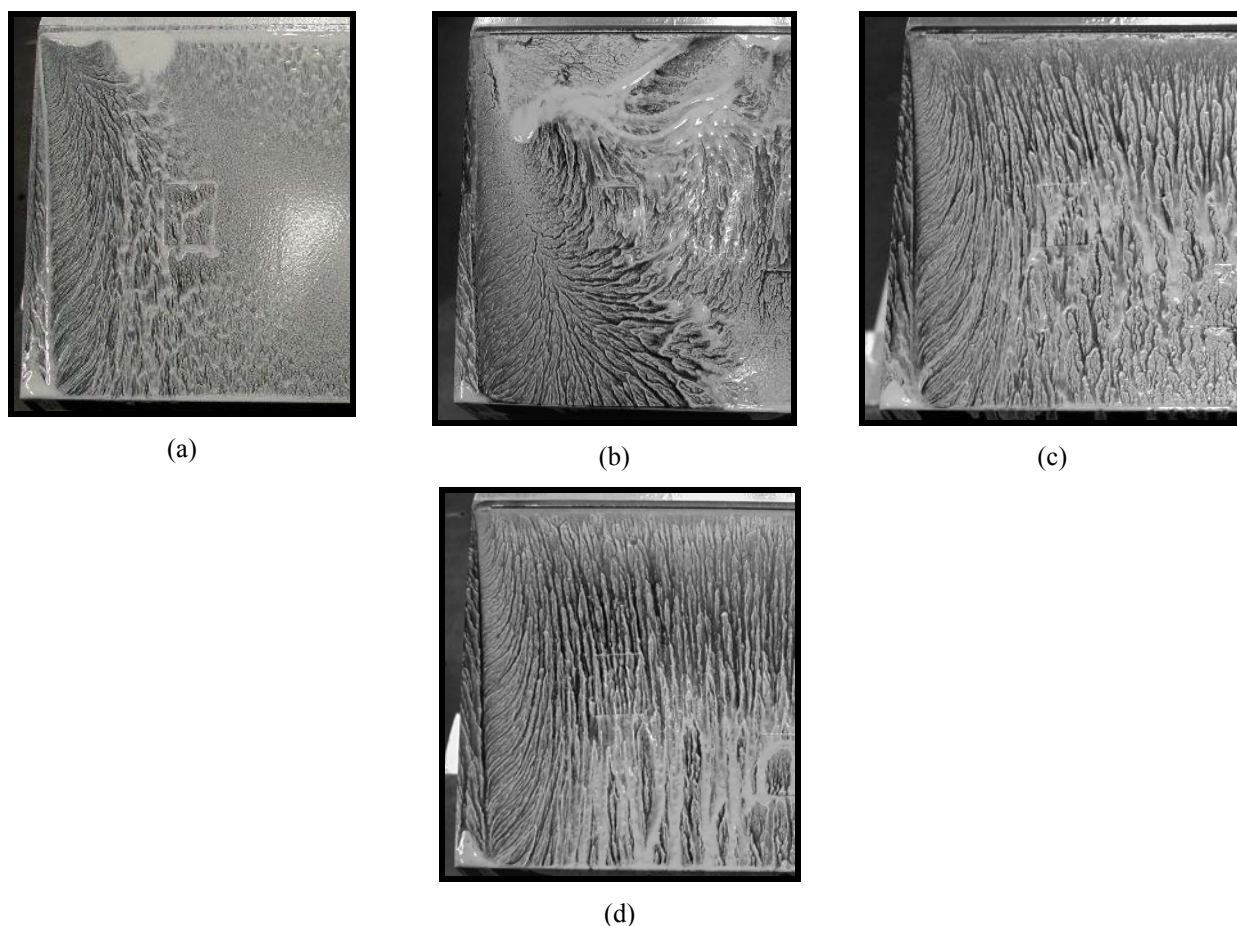


Figure 4.29 – Cartographies des lignes de frottement relevées sur la partie gauche de la lunette arrière (a) sans contrôle, (b) pour $V_{asp}=0$, (c) pour $V_{asp}=0,363 V_0$ (d) pour $V_{asp}=0,668 V_0$

x/l	Configuration	V_{asp}/V_0	δ_{dec} (10^{-3} m)
0,13	Référence	X	8
	1	0	8,45
		0,363	1,5
		0,534	0
		0,668	0
0,42	Référence	X	15
	1	0	23
		0,363	2
		0,534	0
		0,668	0
0,87	Référence	X	9,5
	1	0	28,5
		0,363	0
		0,534	0
		0,668	0

Tableau 4.4 – Récapitulatif des épaisseurs δ_{dec} de la zone décollée

1.2- Aspiration localisée en aval de la ligne de séparation (config. 2)

La seconde configuration de contrôle testée (configuration 2, voir chap. 4.1 § 1.2) consiste en une fente transversale d'aspiration située sur la lunette arrière, 10^{-2} m en aval de la ligne de séparation (fente située en $x/l=0,05$). L'objectif recherché ici est de vérifier la relative robustesse du contrôle vis-à-vis de sa position en aval de la ligne de séparation (voir les résultats 2D, chap. 3.2 § 1.2.1). Les pertes de charges introduites par la fente, dans cette configuration, ne permettent de tester qu'une seule vitesse d'aspiration ($V_{asp}/V_0=0,35$, voir chap. 4.1 § 1.2), et la performance de cette configuration de contrôle sera discutée en comparant les résultats au cas sans contrôle, au cas avec fente sans aspiration et aux résultats obtenus avec la configuration 1 de contrôle pour la même gamme d'aspiration ($V_{asp}/V_0=0,363$). Les profils de vitesse sont reportés Figure 4.30 pour les différentes abscisses réduites étudiées : $x/l=0,13$ (Figure 4.30.a), $x/l=0,42$ (Figure 4.30.b) et $x/l=0,87$ (Figure 4.30.c).

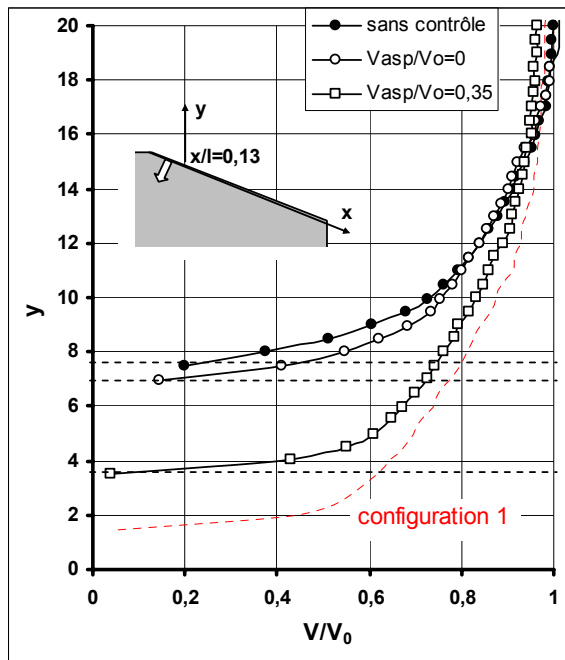
La présence de la fente, sans débit d'aspiration (avec $V_{asp}/V_0=0$), perturbe la topologie de l'écoulement, comme dans le cas de la configuration 1. La zone décollée est très peu perturbée pour $x/l=0,13$ (Figure 4.30.a). Dans cette configuration, en effet, le premier point de mesure est situé au voisinage immédiat de la fente, et la perturbation induite par la fente n'est pas encore visible. Plus en aval, cependant, pour $x/l=0,42$ (Figure 4.30.b) et $x/l=0,87$ (Figure 4.30.c), l'épaisseur δ_{dec} de la zone décollée s'accroît dans les mêmes proportions que pour la configuration 1 : δ_{dec} augmente de $4,5 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,42$ et de $20 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,87$ (tableau 4.5).

Lorsque l'aspiration est activée (avec $V_{asp}/V_0=0,35$), la topologie de l'écoulement suit la même évolution que dans le cas de la configuration 1 (pour $V_{asp}/V_0=0,363$, en pointillé sur la Figure 4.30). La zone décollée n'est pas totalement supprimée, mais reste visible sur le haut de la lunette arrière. L'épaisseur δ_{dec} de la zone décollée est plus importante que dans le cas de la configuration 1, mais les réductions obtenues par rapport au cas sans contrôle restent significatives avec $\delta_{dec}=3,5 \cdot 10^{-3}$ m pour $x/l=0,13$ (Figure 4.30.a). Pour $x/l>0,42$, les profils obtenus pour la configuration 1 et la configuration 2 sont similaires ; l'épaisseur de la zone décollée est quasiment éliminée pour $x/l=0,42$ (Figure 4.30.b) et totalement supprimée pour $x/l=0,87$ (Figure 4.30.c).

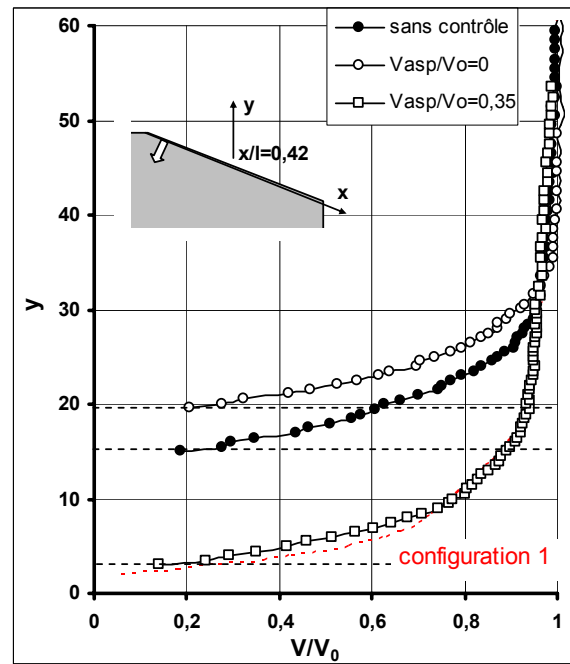
Ces résultats confirment les conclusions présentées chap. 3.2 § 1.2.1 pour le cas bidimensionnel: la solution de contrôle est robuste vis-à-vis de la position de la fente d'aspiration en aval de la ligne de séparation. Des mesures supplémentaires sont néanmoins nécessaires afin de quantifier plus précisément cette robustesse, i.e. de mesurer pour quelle distance relevée entre la ligne de séparation et la fente d'aspiration le contrôle n'est plus efficace.

x/l	Configuration	V_{asp}/V_0	δ_{dec} (10^{-3} m)
0,13	Référence	X	8
	2	0	7
		0,35	3,5
0,42	Référence	X	15
	2	0	19,5
		0,35	3
0,87	Référence	X	9,5
	2	0	29,5
		0,35	0

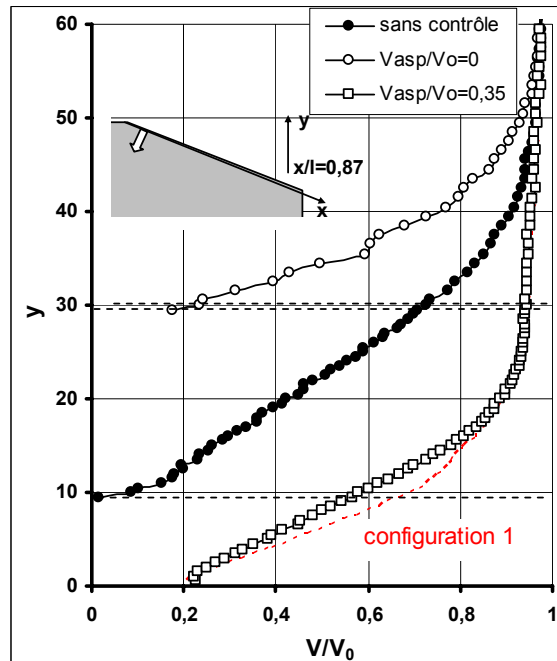
Tableau 4.5 – Récapitulatif des épaisseurs δ_{dec} de la zone décollée relevées pour chaque configuration de contrôle



(a)



(b)



(c)

Figure 4.30- Sondages de couche limite pour la configuration 2 de contrôle, effectués dans le plan longitudinal médian (a) en $x/l=0,13$ (b) en $x/l=0,42$ (c) en $x/l=0,87$

Afin de compléter ces résultats, le recollement du fluide sur la lunette arrière, en dehors du plan longitudinal médian, est étudié qualitativement à partir de visualisations pariétales effectuées sur la lunette arrière sans contrôle (Figure 4.31.a), pour $V_{asp}=0$ (Figure 4.31.b) et $V_{asp}=0,35V_0$ (Figure 4.31.c). Les résultats confirment les observations évoquées précédemment : la fente d'aspiration perturbe l'écoulement sur le haut de la lunette arrière et entraîne un accroissement significatif de la zone décollée (Figure 4.31.b). En revanche, lorsque l'aspiration est appliquée, avec

$V_{asp}=0,35V_0$, la dépression introduite sur le haut de la lunette arrière (à $\delta=10^{-2}$ m de la ligne de séparation dans le cas présent) permet de recoller l'écoulement sur toute la longueur de la lunette arrière (Figure 4.31.c).

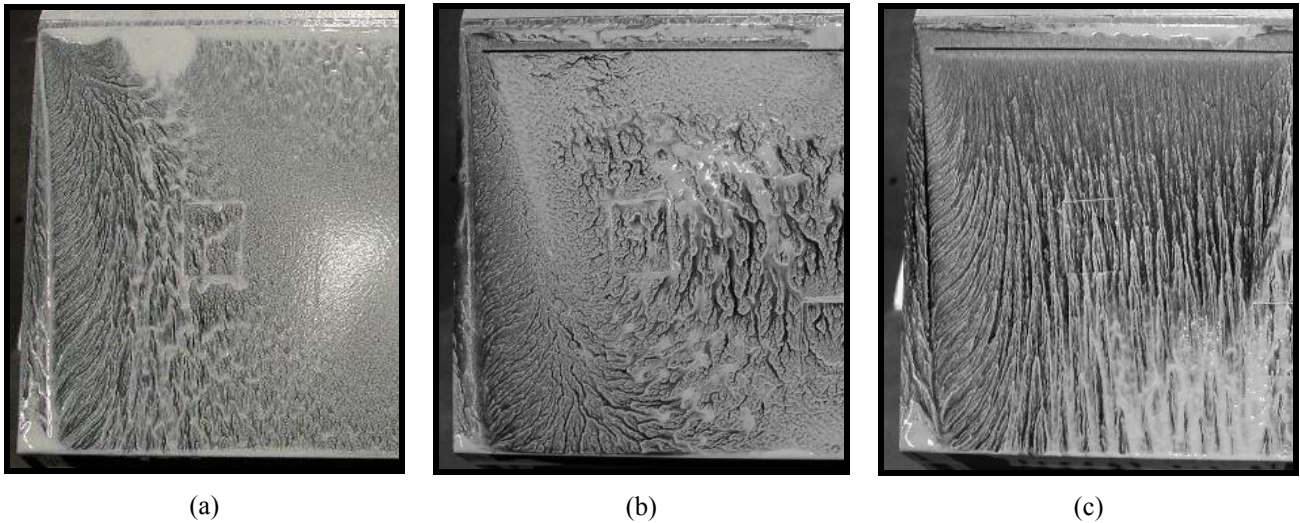


Figure 4.31 - Cartographies des lignes de frottement relevées sur la partie gauche de la lunette arrière (a) sans contrôle, (b) pour $V_{asp}=0$, (c) pour $V_{asp}=0,35V_0$

Les résultats présentés dans cette section permettent ainsi de confirmer les résultats numériques donnés chap. 3.2. L'aspiration localisée au niveau de la ligne de séparation permet de recoller l'écoulement sur toute la longueur de la lunette arrière, et la solution est relativement robuste vis-à-vis de la position de la fente en aval de la ligne de séparation. La section suivante s'intéresse alors quantitativement aux conséquences de la suppression de la zone décollée dans le sillage et sur la paroi de la lunette arrière.

2- Conséquence de la suppression de la zone décollée

Les résultats numériques associent les réductions de traînée aérodynamique observées Figure 3.56 (chap. 3.2 § 2.3) à une réduction de la section transversale de sillage et à une recompression de l'écoulement sur la paroi de la lunette arrière, conséquences de la suppression de la zone décollée sur la lunette arrière. Ces 2 aspects sont successivement analysés dans cette section.

2.1- Conséquence sur la distribution de pression statique sur la lunette arrière

Dans un premier temps, les conséquences de la suppression de la zone décollée sur la traînée de pression sont caractérisées par un relevé de pression statique effectué dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière, au voisinage de la paroi ($y \sim 0,5 \cdot 10^{-3}$ m, voir chap. 4.1 § 2.4.2). Les résultats obtenus pour la configuration 1 de contrôle sont reportés sur la Figure 4.32.a et comparés aux résultats numériques obtenus pour $V_{asp}/V_0=0,6$ (en pointillé sur la Figure 4.32.a).

La présence de la fente, en l'absence d'aspiration, accentue le décollement sur le haut de la lunette arrière (voir les profils de vitesse Figure 4.28) et entraîne une augmentation de la pression statique pour $x/l < 0,2$ (Figure 4.32.a). Le coefficient de perte de pression statique oscille alors autour de $C_p = -0,9$. Plus en aval ($x/l > 0,2$), la pression statique augmente de façon continue sur toute la longueur de la lunette arrière, mais reste inférieure à la pression statique obtenue sans contrôle (Figure 4.32.a). Contrairement au cas sans contrôle, l'écoulement n'a en effet pas tendance à recoller, et la zone décollée croît sur toute la longueur de la lunette arrière (Figure 4.28).

L'application de l'aspiration pour $x/l=0$ entraîne une dépression importante sur le haut de la lunette arrière. Le coefficient de perte de pression statique devient inférieur à celui obtenu sans contrôle : $C_p=-1,4$ sans contrôle, $C_p=-1,7$ avec aspiration (quelle que soit la vitesse d'aspiration). La réduction, voire la suppression de la zone décollée se traduit ensuite rapidement par une recompression de l'écoulement par effet tuyère. A partir de $x/l=0,08$, et sur toute la longueur de la lunette arrière, la pression statique devient ainsi supérieure à celle obtenue sans contrôle.

Les valeurs de pression statique relevées expérimentalement Figure 4.32.a font apparaître un décalage par rapport aux résultats numériques. Ce décalage a déjà été observé et discuté dans le cas sans contrôle (voir chap. 4.2 § 2.2). L'évolution de la pression statique en présence de l'aspiration suit cependant la même évolution que dans la simulation numérique : l'aspiration crée localement une dépression qui recolle l'écoulement et se traduit par une recompression rapide de l'écoulement sur la lunette arrière.

Pour la configuration 2 de contrôle, la fente est située 10^{-2} m en aval de la ligne de séparation ($x/l=0,05$). Les résultats obtenus sans contrôle et avec $V_{asp}/V_0=0$ sont similaires en amont de la fente ($x/l=0$, Figure 4.32.b). Conformément aux résultats donnés Figure 4.30, la présence de la fente perturbe ensuite l'écoulement, et cette perturbation s'étend jusqu'à l'abscisse réduite $x/l=0,2$ (Figure 4.32.b). Le coefficient de perte de pression statique est alors de $C_p=-0,38$ contre $C_p=-0,9$ dans le cas sans contrôle. Lorsque l'aspiration est appliquée, le coefficient de perte de pression statique suit la même évolution que dans la configuration 1. Un décalage associé à la position de l'aspiration dans la configuration 2 apparaît cependant sur le haut de la lunette arrière, pour $x/l<0,1$, Figure 4.32.b.

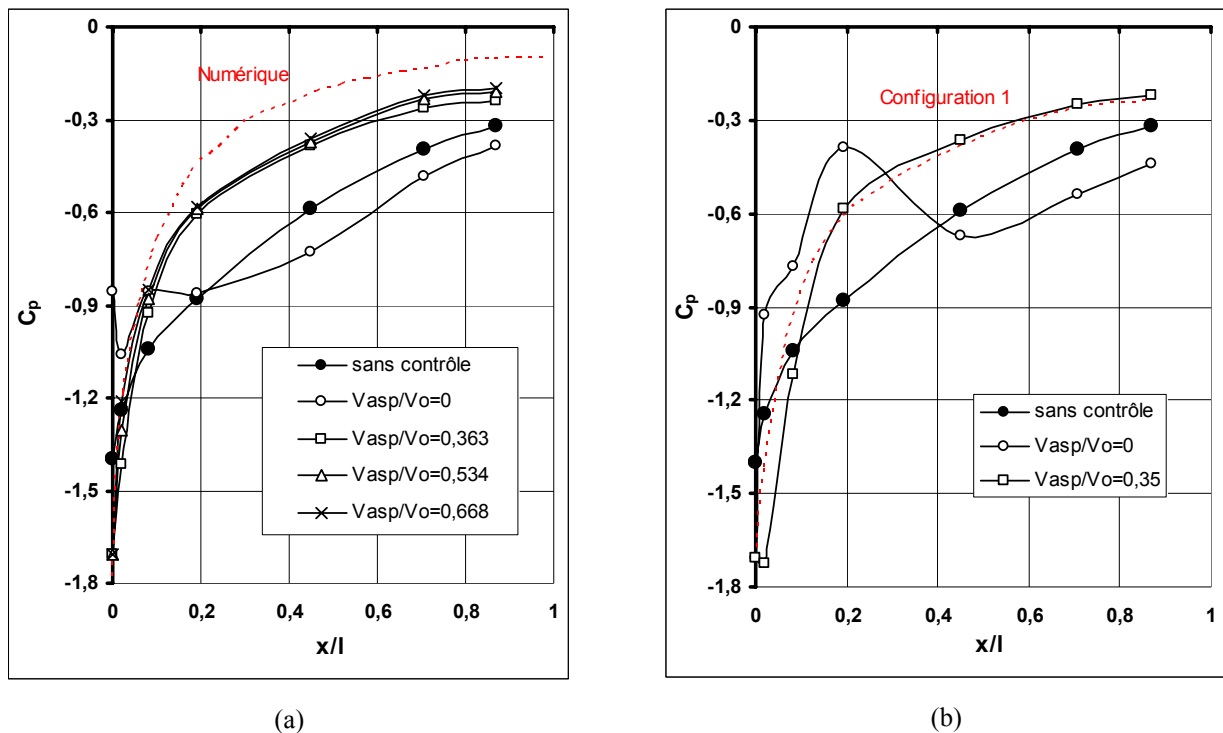


Figure 4.32- Distribution de pression statique pariétale dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière (a) Configuration 1 (b) Configuration 2

L'influence de l'aspiration sur la distribution pariétale de pression statique, mise en évidence par voie numérique (chap. 3.2), est confirmée par les résultats expérimentaux présentés ici. La dépression créée localement sur le haut de la lunette arrière permet de recoller l'écoulement. La suppression de la zone décollée se traduit alors par une recompression de l'écoulement sur la majeure partie de la lunette arrière.

2.2- Conséquence sur la distribution d'énergie volumique dans le sillage

La suppression de la zone décollée de lunette arrière se traduit par une réduction des pertes d'énergie volumique, associées à la recirculation du fluide dans la zone décollée, qui se retrouve dans le sillage en aval de la géométrie. Cette réduction est caractérisée dans cette section par des tomographies de perte de pression d'arrêt relevées dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ (où l'origine de l'axe Ox est fixée sur le culot).

Dans un premier temps, l'influence du tuyau d'évacuation sur la distribution d'énergie volumique dans le sillage est testée Figure 4.33. Le tuyau d'évacuation (défini dans le chap. 4.1 § 1) génère en effet un sillage qui augmente les pertes d'énergie volumique en sortie de soubassement ((i) sur la Figure 4.33.b). Les structures tourbillonnaires émises au niveau du tuyau d'évacuation (situé au centre de la maquette) sont advectées dans l'écoulement de soubassement et perturbe la topologie du sillage de la maquette. La distribution du coefficient de perte de pression totale est modifiée ; les pertes de pression totale sont plus importantes au centre du culot ($C_{pi}>1,2$, Figure 4.33.b), mais diminuent légèrement à la périphérie du culot. De même, si les structures longitudinales T1 et T2, ainsi que la zone décollée D apparaissent toujours sur les cartographies de perte de pression totale, la modification de l'écoulement de soubassement perturbe leur développement (Figure 4.33.b). En particulier, la zone décollée semble moins développée dans le cas où le tuyau d'évacuation est positionné sous la maquette (Figure 4.33.b). Ces résultats montrent bien l'existence d'un échange d'énergie entre l'écoulement provenant du soubassement et l'écoulement issu du pavillon et des parois latérales de la maquette.

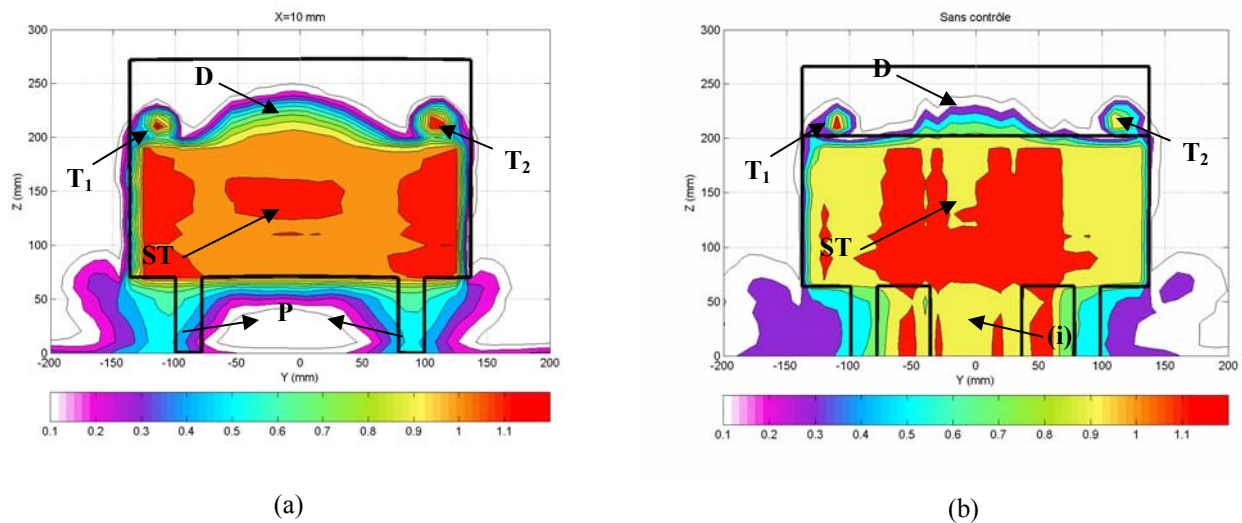


Figure 4.33 – Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ du culot (a) sans le tuyau d'évacuation (b) avec tuyau d'évacuation

Les résultats donnés Figure 4.33.b, avec le tuyau d'évacuation sont alors utilisés dans la suite de document comme cas de référence sans contrôle.

2.2.1- Configuration 1 de contrôle

Les cartographies du coefficient de perte de pression totale sont relevées dans le plan transversal situé à l'abscisse réduite $x/H=0,05$, sans aspiration (mais avec la fente, Figure 4.34.a), avec $V_{asp}=0,363 V_0$ (Figure 4.34.b), avec $V_{asp}=0,534 V_0$ (Figure 4.34.c) et avec $V_{asp}=0,668 V_0$ (Figure 4.34.d). L'analyse s'effectue par comparaison avec le cas de référence donné Figure 4.33.b.

Conformément aux résultats présentés dans les sections précédentes, la présence de la fente d'aspiration, sans débit d'aspiration, perturbe l'écoulement de façon significative. L'accroissement de la zone décollée mise en évidence à partir des sondages de couche limite et des visualisations pariétales, se traduit dans le sillage par une augmentation des pertes d'énergie volumique. La section transversale du sillage associée à la zone décollée augmente et les structures longitudinales n'apparaissent plus clairement (Figure 4.34.a). Les résultats font également apparaître une modification du sillage du tuyau d'évacuation ((i) sur la Figure 4.34.a). Compte tenu du diamètre du tuyau d'évacuation ($D=0,075$ m), le nombre de Reynolds est localement égal à 2000000 au niveau du tuyau. Cette valeur correspond au nombre de Reynolds critique du cylindre, pour lequel le décollement s'effectue à la position azimutale $\theta=120^\circ$. La perturbation introduite par la fente sur la lunette arrière permet alors vraisemblablement de reporter le décollement sur le cylindre de la position azimutale $\theta=80^\circ$ à la position azimutale $\theta=120^\circ$.

Lorsque l'aspiration est appliquée, les tomographies de perte de pression d'arrêt font clairement apparaître la suppression de la zone décollée, quelle que soit la vitesse d'aspiration (Figure 4.34.b, c et d). La section transversale du sillage est réduite et les pertes de pression totale, au centre du culot, diminuent également pour $V_{asp}=0,534V_0$ (Figure 4.34.c) et $V_{asp}=0,668V_0$ (Figure 4.34.d). Les résultats présentés ici confirment donc les résultats numériques et corroborent les résultats expérimentaux présentés dans la section précédente.

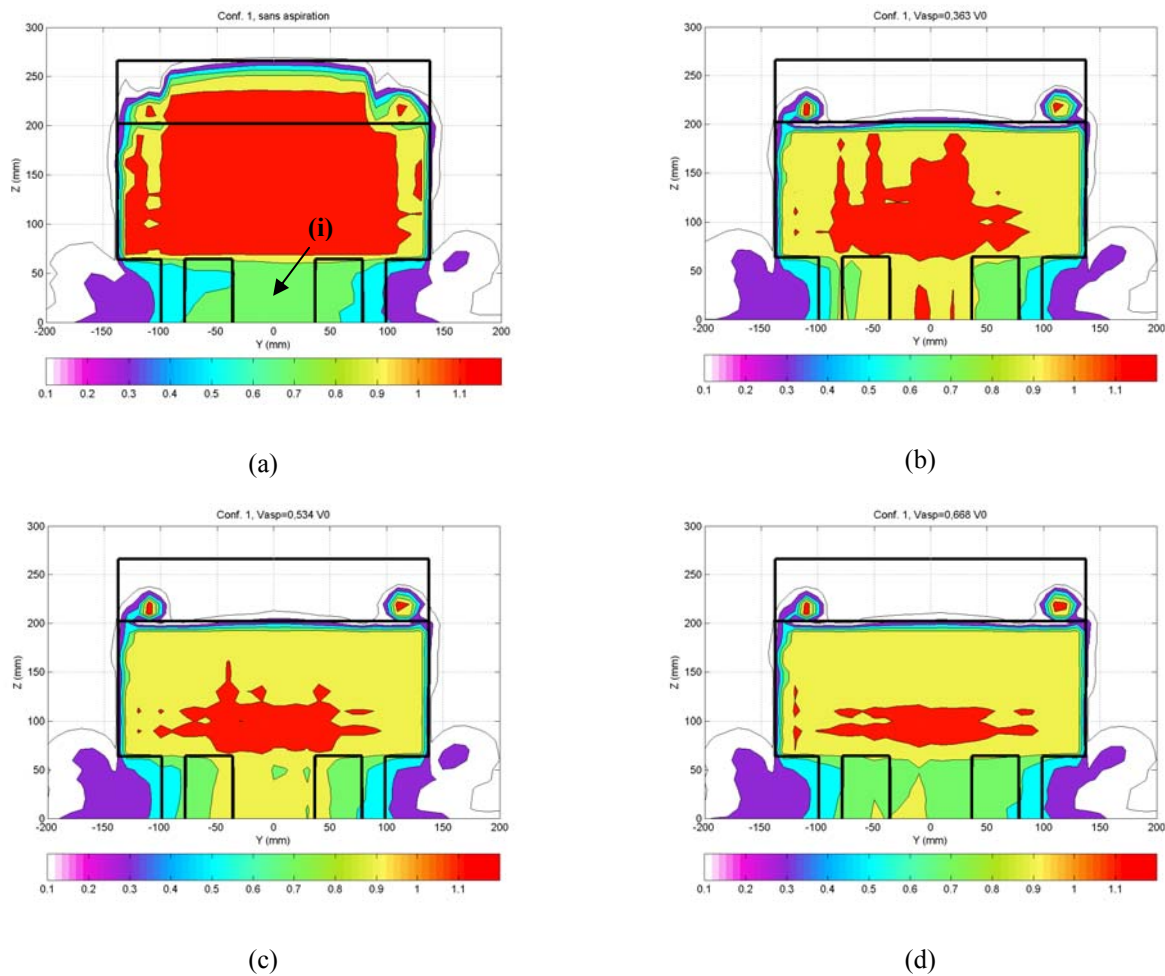


Figure 4.34 - Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ du culot (a) sans aspiration (b) $V_{asp}=0,363 V_0$ (c) $V_{asp}=0,534 V_0$ (d) $V_{asp}=0,668 V_0$

2.2.2- Configuration 2 de contrôle

Comme dans la section précédente, l'influence de la fente d'aspiration, localisée 10^{-2} m en aval de la ligne de séparation sur l'écoulement de sillage est analysée dans un premier temps, sans aspiration (Figure 4.35.a). La perturbation identifiée dans le plan longitudinale médian (Figure 4.30) et sur la paroi de la lunette arrière (Figure 4.31) apparaît également dans le sillage. La présence de la fente entraîne un accroissement de la zone décollée de lunette arrière qui augmente la section transversale du sillage et les pertes d'énergie volumique associées (Figure 4.35.a). Lorsque l'aspiration est appliquée, avec $V_{asp}=0,35V_0$ (Figure 4.35.b), la suppression de la zone décollée se traduit par une réduction de la section de sillage et une réduction des pertes de pression d'arrêt au centre du culot. Les résultats sont donc similaires aux résultats observés pour la configuration 1 de contrôle, et indiquent que la solution de contrôle est robuste vis-à-vis de la position de la fente d'aspiration en aval de la ligne de séparation.

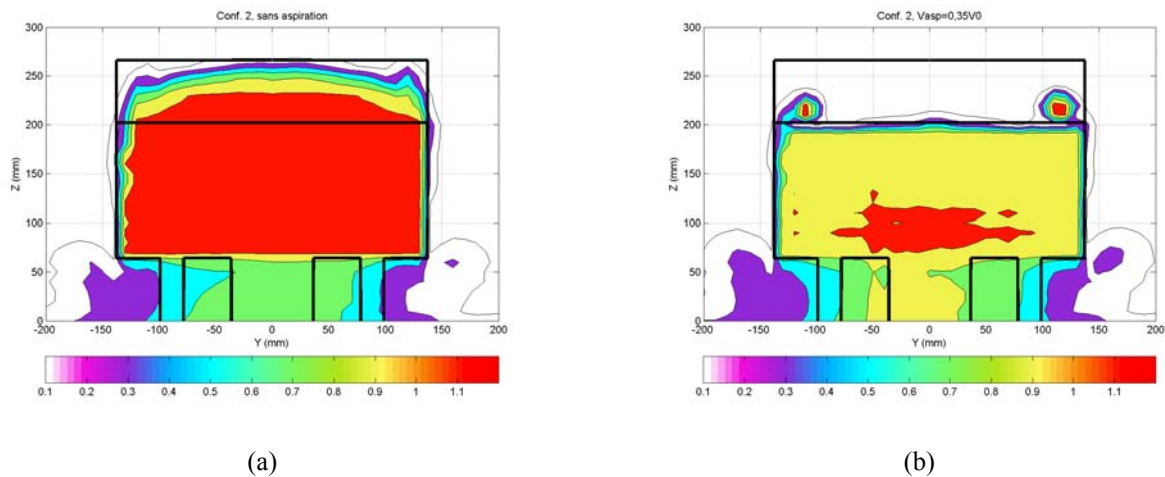


Figure 4.35 - Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ du culot (a) sans aspiration (b) $V_{asp}=0,35 V_0$

3- Conclusion

L'influence d'une ligne d'aspiration placée au niveau, où légèrement en aval, de la ligne de séparation située sur le haut de la lunette arrière d'une géométrie de type culot incliné est analysée par voie expérimentale dans ce chapitre à partir de sondages de couche limite relevés dans le plan longitudinal médian de la géométrie, de visualisations pariétales et de relevés pariétaux de pression statique sur la lunette arrière et de tomographie de perte de pression d'arrêt effectuées dans des plans transversaux du sillage. L'ensemble des résultats expérimentaux permet ainsi de valider les phénomènes physiques mis en évidence par voie numérique dans le chap. 3.2.

Les sondages de couche limite et les visualisations pariétales montrent que l'aspiration permet de recoller totalement ou partiellement l'écoulement sur la lunette arrière. Ainsi, pour de faible vitesse d'aspiration (V_{asp} de l'ordre de $0,4 V_0$), le volume de la zone décollée est réduit de façon significative et le mouvement de recirculation du fluide est confiné au voisinage de la ligne d'aspiration, sur le haut de la lunette arrière. La zone décollée est totalement supprimée pour une vitesse d'aspiration de l'ordre de $0,6 V_0$, et il semble alors inutile d'imposer une vitesse supérieure, compte tenu de la puissance consommée pour générer le débit d'aspiration. Ces résultats corroborent les conclusions numériques présentées dans le chap. 3.4.

La suppression de la zone décollée se traduit alors par une augmentation moyenne de la distribution pariétale de pression statique sur la lunette arrière, qui suggère une réduction de la traînée de pression de la géométrie. Plus en aval,

dans le sillage de la géométrie, le recollement total ou partiel de l'écoulement sur la lunette arrière entraîne une réduction significative de la section transversale de sillage. Le bulbe de perte de pression totale associée à la zone de recirculation sur la lunette arrière disparaît lorsque l'aspiration est appliquée. Ces résultats sont là encore en bon accord avec les résultats numériques présentés dans le chap. 3.2.

Chapitre 4.4- RAPPELS DES PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les différents résultats présentés dans cette partie ont pour objectif de valider expérimentalement les principaux résultats numériques obtenus sur une géométrie de type culot incliné dans le chap. 3.2. Une maquette représentant le corps de Ahmed incliné à 25° (échelle 0,7) est ainsi équipée d'un système permettant de générer différents débits d'aspiration, correspondant typiquement à la gamme de vitesse d'aspiration identifiée par voie numérique ($0,3V_0 < V_{asp} < 0,7V_0$). Deux configurations de contrôle sont testées : la première configuration représente la solution optimale identifiée dans le chap. 3.2 où la fente d'aspiration est placée au niveau de la ligne de séparation et la seconde présente une fente d'aspiration légèrement en aval de la ligne de séparation (à 10^{-2} m). Dans ce dernier cas, il s'agit de tester la robustesse de la solution de contrôle vis-à-vis de la position de la fente.

La topologie de l'écoulement est tout d'abord analysée sans contrôle, afin de valider a posteriori la simulation numérique. L'objectif est ici de montrer que le code numérique permet de reproduire correctement les différentes structures tourbillonnaires qui apparaissent sur une géométrie de type culot incliné. Un corollaire à cet objectif consiste également à fournir une base de données de référence permettant par la suite d'effectuer des comparaisons avec l'écoulement contrôlé.

Des mesures qualitatives (visualisation fumée et visualisations pariétales) et quantitatives (sondage de couche limite, relevé de pression statique et tomographie de perte de pression d'arrêt dans le sillage) permettent alors de caractériser la topologie de l'écoulement, et les résultats sont systématiquement comparés aux résultats numériques. La topologie de la zone décollée et de l'écoulement de proche paroi, sur la lunette arrière est correctement reproduite par le code. Le déficit de vitesse dans la couche limite est cependant sous-évaluée par la simulation numérique sur le bas de la lunette arrière, mais ces différences sont vraisemblablement dues à la maquette numérique qui ne représente ni la face avant arrondie, ni les pieds du corps de Ahmed. Les cartographies de pertes de pression totale indiquent cependant que la distribution d'énergie volumique dans le sillage est correctement reproduite, et les résultats expérimentaux valident globalement la simulation numérique.

L'influence d'une ligne d'aspiration placée au niveau, ou légèrement en aval, de la ligne de séparation située sur le haut de la lunette arrière d'une géométrie de type culot incliné est alors analysée à partir de sondages de couche limite relevés dans le plan longitudinal médian de la géométrie, de visualisations pariétales et de relevés pariétaux de pression statique sur la lunette arrière et de tomographie de perte de pression d'arrêt effectuées dans des plans transversaux du sillage.

Les sondages de couche limite et les visualisations pariétales montrent que l'aspiration permet de recoller totalement ou partiellement l'écoulement sur la lunette arrière. Ainsi, pour de faible vitesse d'aspiration (V_{asp} de l'ordre de $0,4 V_0$), le volume de la zone décollée est réduit de façon significative et le mouvement de recirculation du fluide est confiné au voisinage de la ligne d'aspiration, sur le haut de la lunette arrière. La zone décollée est totalement supprimée pour une vitesse d'aspiration de l'ordre de $0,6 V_0$, et il semble alors inutile d'imposer une vitesse supérieure, compte tenu de la puissance consommée pour générer le débit d'aspiration. Ces résultats corroborent les conclusions numériques présentées dans le chap. 3.4.

La suppression de la zone décollée se traduit alors par une augmentation moyenne de la distribution pariétale de pression statique sur la lunette arrière, qui suggère une réduction de la traînée de pression de la géométrie. Plus en aval, dans le sillage de la géométrie, le recollement total ou partiel de l'écoulement sur la lunette arrière entraîne une réduction significative de la section transversale de sillage. Le bulbe de perte de pression totale associée à la zone de recirculation sur la lunette arrière disparaît lorsque l'aspiration est appliquée. Ces résultats sont là encore en bon accord avec les résultats numériques présentés dans le chap. 3.2.

PARTIE 5- RAPPELS DES PRINCIPAUX RESULTATS DE LA THESE & PERSPECTIVES

1- Rappel des principaux résultats de la thèse

L'objectif principal de la présente étude est d'identifier, d'analyser et de paramétrer des solutions innovantes de contrôle à même d'améliorer les performances aérodynamiques d'un véhicule automobile. Il s'agit également, en corollaire à cet objectif, d'améliorer la connaissance des écoulements tridimensionnels qui se développent dans le sillage de corps épais, type automobile. Dans ce contexte, l'aérodynamique associée à la problématique automobile est étudiée dans un premier temps afin d'identifier les principales structures tourbillonnaires à l'origine du développement de la traînée aérodynamique. La complexité de l'écoulement conduit à rechercher des géométries simplifiées permettant de conserver la dynamique générale de l'écoulement, tout en isolant chacune des structures impliquées dans la traînée aérodynamique.

Position du problème et identification des solutions de contrôle

La géométrie simplifiée proposée par Ahmed en 1984 [Ahm84] remplit ces conditions. Deux configurations sont retenues : une géométrie à culot inclinée, où la lunette arrière est inclinée à 25° et une géométrie à culot droit. Dans le premier cas, un décollement important apparaît sur la partie arrière (décollement qui apparaît sur certains véhicules à lunette arrière inclinée) et des structures tourbillonnaires longitudinales similaires à celles qui se développent sur les montants de baie ou les arêtes latérales de lunette arrière sont générées. En outre, les décollements sont fixés par la géométrie anguleuse, et leur position est robuste vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement incident [Kra04]; l'influence du contrôle sur les décollements peut ainsi être analysée plus facilement. Dans le second cas, la géométrie s'apparente à un véhicule de type monospace. Les décollements sont là encore imposés par la présence d'arête anguleuse, mais cet aspect se retrouve sur les véhicules réels équipés de casquettes ou d'éléments déclenchant le décollement. Un état de l'art des différentes solutions de contrôle passives ou actives est ensuite présenté, et 2 solutions fluidiques de contrôle sont retenues dans cette étude : une solution d'aspiration localisée sur le haut de la lunette arrière pour des configurations de type culot incliné et une solution de soufflage continu distribué à la périphérie du culot pour des configurations de type culot droit. Ces solutions sont analysées par voie numérique 2D et 3D à partir d'un code commercial (PowerFlow®) basé sur des méthodes particulières de calcul de type Boltzmann sur réseau. Les résultats numériques relatifs à la configuration culot incliné sont ensuite validés à partir de résultats expérimentaux.

Contrôle par aspiration (configuration culot incliné)

Pour une géométrie de type culot incliné, l'aspiration s'effectue normalement à la paroi de la lunette arrière, à travers une fente transversale de largeur $e=10^{-3}$ m localisée au niveau de la ligne de séparation sur le haut de la lunette arrière. La dépression importante introduite sur la fente d'aspiration permet alors de recoller les filets fluides sur la paroi de la lunette arrière. Les résultats montrent que la zone décollée est totalement supprimée pour une vitesse d'aspiration correspondant à 0,6 fois la vitesse de l'écoulement amont. La suppression de la zone décollée se traduit alors par une réduction des pertes d'énergie volumique et une réduction de la section transversale dans le sillage, et par une augmentation de la distribution de pression statique pariétale sur la lunette arrière et le culot.

Cette configuration de contrôle permet d'améliorer significativement les performances aérodynamiques de la géométrie, avec 17% de réduction de traînée obtenue pour $V_{asp}=0,6V_0$. L'augmentation de la vitesse d'aspiration ne permet pas d'améliorer les gains de traînée. Pour $V_{asp}>0,6V_0$, la dépression introduite au niveau de la fente d'aspiration a même tendance à dégrader la valeur de la traînée aérodynamique. De même, les gains en traînée décroissent lorsque la vitesse d'aspiration devient inférieure à $0,6V_0$. La zone décollée n'est alors pas totalement supprimée ; l'aspiration

permet cependant de confiner la zone de recirculation au voisinage de la ligne de séparation et de réduire la traînée aérodynamique de 13%. Compte tenu des pertes de charges au niveau de la fente d'aspiration, la vitesse d'aspiration qui maximise le rapport entre l'énergie consommée pour générer le débit d'aspiration et l'énergie économisée par le biais de la réduction de traînée est alors de $0,375V_0$. Pour cette vitesse, l'aspiration permet un rendement de 44 et reste efficace pour d'importantes pertes de charge au niveau de la fente.

Une solution complémentaire de contrôle permettant de limiter le développement des structures tourbillonnaires longitudinales de lunette arrière est également étudiée. L'aspiration s'effectue alors à travers des fentes d'aspiration distribuées le long des arêtes latérales de lunette arrière. La performance du contrôle reste mitigée dans cette configuration. L'aspiration modifie significativement la topologie des tourbillons qui passent d'une structure de type jet sans contrôle à une structure de type sillage avec contrôle. L'augmentation des pertes de pression totale dans le cœur tourbillonnaire, associée au déficit de vitesse, et l'apparition d'une zone de cisaillement important au niveau des fentes d'aspiration dégradent cependant les performances aérodynamiques du véhicule. Aucune réduction significative de traînée n'a ainsi été obtenue. Les modifications importantes observées dans la topologie des structures suggèrent cependant la possibilité de contrôler plus efficacement leur développement et des analyses complémentaires sont nécessaires.

Contrôle par soufflage (configuration culot droit)

Pour un véhicule de type culot droit, le contrôle s'effectue à partir de fentes de soufflage de largeur 10^{-3} m distribuées sur la périphérie du culot. Les jets sont inclinés par rapport au plan du culot et la performance du contrôle est maximale lorsque cette inclinaison est de 45° , avec une vitesse correspondant à 1,5 fois la vitesse de l'écoulement incident. Une réduction de 29% est alors observée dans la traînée aérodynamique, associée à 2 mécanismes distincts.

L'inclinaison des jets d'air permet tout d'abord d'orienter localement les filets fluides au niveau de la ligne de séparation et ainsi de resserrer la section transversale de sillage, conformément aux résultats de Onorato [Ono84]. La quantité de mouvement introduite dans l'écoulement permet également d'augmenter significativement le nombre de structures tourbillonnaires cohérentes émises dans la couche de cisaillement, qui sont entraînées par le courant retour au voisinage du culot. Les résultats suggèrent alors un accroissement des transferts de quantité de mouvement entre l'écoulement extérieur et la région décollée. Ce phénomène s'accompagne d'une réduction des vitesses de retour dans la zone de recirculation, d'une augmentation de la pression statique au culot et d'une réduction des pertes d'énergie volumique.

L'étude paramétrique indique que la performance du contrôle est sensible à l'orientation des jets d'air et au module de la vitesse de soufflage. Ainsi, pour des inclinaisons inférieures à 45° , la déviation des lignes de courant et la réduction de la section transversale de sillage associée sont moins importantes et les réductions de traînée décroissent ; pour des inclinaisons supérieures à 45° , le jet d'air entraîne localement la formation d'une structure tourbillonnaire transversale qui dégrade la performance du contrôle. Une étude paramétrique effectuée sur les débits d'air soufflé permet en outre d'améliorer le rendement du contrôle. Etant donné l'importance des débits soufflés et des pertes de charge évaluées au niveau des fentes de soufflage, pour $V_{\text{sou}}=1,5V_0$, la puissance économisée par le biais de la réduction de traînée est en effet inférieure à la puissance consommée pour mettre en place le contrôle. Une valeur optimale de soufflage voisine de $0,5V_0$ est alors identifiée. Pour cette valeur, la réduction de traînée reste significative ($\Delta C_x=20\%$) et la puissance économisée représente 7 fois la puissance consommée pour générer le débit de soufflage.

2- Perspectives

Les résultats présentés dans ce document mettent en évidence la performance des solutions fluidiques de contrôle, de type aspiration ou soufflage continu, dans le contrôle des écoulements automobiles, et plus généralement des sillages de corps épais. L'étude doit cependant se poursuivre avant d'envisager l'implantation de ce type de solutions sur véhicules réelles. Ainsi, de nombreuses questions, posées lors des diverses présentations effectuées au cours de cette thèse, permettent de critiquer les résultats de façon constructive, et d'envisager certains problèmes d'implantation. Une part non exhaustive de ces questions sont posées et discutées dans cette dernière section.

Comment améliorer le protocole expérimental ?

Le protocole expérimental utilisé dans cette étude ne permet pas de mesurer précisément la traînée aérodynamique lorsque l'aspiration est appliquée. Tout le problème provient de l'évacuation de l'air qui se fait par une sortie située sous la maquette (voir chap. 4.1 § 1) puisque l'effort imposé par le système d'évacuation soumis au passage du débit d'air aspiré fausse les résultats. Le système d'aspiration doit alors être *intégré dans la maquette*, et pesé en même temps que cette dernière. A cet effet, 2 solutions sont envisageables : utiliser une maquette échelle 1 pour limiter les problèmes d'encombrement, ou identifier un système d'aspiration répondant aux contraintes de débit et de perte de charge, suffisamment petit pour se loger dans la maquette échelle 0,7.

De même, les résultats présentés dans le chap. 4.1 § 1.2 montrent que la vitesse d'aspiration n'est pas homogène dans la direction transversale. Afin de reproduire les conditions limites imposées dans la simulation numérique, une solution consiste à utiliser une fente plus large, qui ne nécessite pas l'ajout de croisillon (voir chap. 4.1 § 1.2). De même, une cavité de tranquillisation peut être utilisée en amont de la fente. Dans le premier cas, le système doit alors générer un débit d'air plus important, dans le second, des pertes de charges sont introduites dans la cavité.

Comment compléter les résultats numériques ?

Les résultats numériques peuvent être complétés par une étude paramétrique fine centrée autour des configurations de contrôle identifiées dans les chap. 3.2 et 3.3. Cette étude peut permettre d'améliorer les performances du contrôle et d'analyser plus finement la robustesse des solutions de contrôle. A titre d'exemple, la position et le nombre de fentes de soufflage appliquées sur un véhicule de type culot droit peuvent être modulés (2 fentes haute et basse, 2 fentes latérales (...)). Dans la perspective de réduire la puissance consommée pour supprimer la zone décollée de lunette arrière, l'étude d'un éventuel effet hystérésis peut également s'avérer intéressante : la vitesse d'aspiration nécessaire pour *conserver* l'écoulement attaché à la paroi de la lunette arrière est potentiellement moins importante que la vitesse nécessaire pour *recoller* l'écoulement. Enfin, avant d'envisager l'implantation sur véhicule réelle, une étude doit être menée sur une géométrie arrondie où la ligne de séparation n'est pas fixée par une arête anguleuse, afin de tester la robustesse de la solution vis-à-vis de la position instationnaire de la ligne de séparation.

Comment contrôler efficacement les structures tourbillonnaires longitudinales ?

Cet aspect a été abordé dans le chap. 3.2 § 3. L'utilisation de l'aspiration pour supprimer ou limiter les décollements qui se développent sur les arêtes latérales de lunette arrière donne des résultats mitigés (voir § 1). Dans cette configuration de contrôle, l'objectif est de s'opposer à la rotation du fluide dans la structure. Une autre solution consiste alors au contraire à favoriser cette rotation, jusqu'à provoquer l'éclatement de la structure. Ce phénomène d'éclatement apparaît naturellement sur les tourbillons d'apex (ailes delta) et le développement de systèmes de contrôle adaptés est analysé, à titre d'exemple, par Rodriguez *et al.* [Rod05]. Une application automobile est également à l'étude [Leh05b]

pour le contrôle des structures A-pillar (tourbillons longitudinaux de pare-brise) et C-pillar (tourbillons longitudinaux de lunette arrière).

Comment gérer les débits d'air soufflé et/ou aspiré

Une question fréquemment posée lors des diverses présentations faites dans le cadre de la thèse concerne la gestion des débits d'air. Que faire du volume d'air aspiré ? D'où provient le volume d'air soufflé ? Une première solution a été proposée dans le cadre d'un brevet Renault [Rou05_Br], pour la solution d'aspiration. Le volume d'air aspiré pour améliorer les performances aérodynamiques du véhicule peut ainsi être utilisé pour alimenter d'autres fonctionnalités du véhicule nécessitant un apport en fluide (refroidissement moteur ou disque de frein, climatisation de l'habitacle). Une solution purement aérodynamique consisterait également à coupler la solution de soufflage et la solution d'aspiration. Ainsi, l'air aspiré au niveau d'une ligne de séparation (chap. 3.2) peut être acheminé et soufflé dans le sillage du véhicule, selon les préconisations données chap. 3.3. Des études supplémentaires sont cependant nécessaires pour coupler avantageusement ces 2 solutions. Cette dernière solution se retrouve d'ailleurs dans l'utilisation de jets synthétiques (voir chap. 2.2 § 2.4) où une phase d'aspiration et une phase de soufflage sont périodiquement utilisées, le système fonctionnant alors à débit moyen nul [Lec06].

Comment intégrer discrètement les solutions sur un véhicule ?

Le principal avantage des solutions actives de contrôle, comparées aux solutions passives, est leur discrétion. Ces solutions fluidiques n'ont en effet aucune contrainte vis-à-vis du design du véhicule. Cependant, la gestion des flux d'air peut poser de nombreux problèmes d'architecture, notamment en terme d'encombrement. Une solution envisagée à moyen terme consiste à utiliser des systèmes micrométriques (MEM'S pour **M**icro **E**lectro-**M**echanical **S**ystems), ou plus vraisemblablement millimétriques. Un grand nombre de jets ou de pompes millimétriques peut alors être envisagé pour reproduire l'influence des fentes de soufflage ou d'aspiration présenté ici.

Comment adapter le contrôle à l'écoulement incident ?

L'ensemble des solutions de contrôle présentées dans ce document utilise une commande en boucle ouverte, c'est-à-dire que la configuration de contrôle est fixée indépendamment de l'écoulement incident. L'écoulement incident est en effet considéré comme stationnaire et homogène, ce qui n'est pas le cas pour les écoulements réels (sur route). Afin d'améliorer la performance du contrôle, celui-ci doit donc être adapté en temps réel à l'écoulement incident. Différentes stratégies de contrôle ont ainsi été mises au point. Un état de l'art est présenté sous la référence [Rou04].

REFERENCES

A

- [Ahm84] **Ahmed S. R., Ramm R. & Falting G.**, 1984, Some salient features of the time averaged ground vehicle wake, *SAE technical paper series 840300*, Detroit 1984
- [Abr63] **Abramovich G. N.**, 1963, The theory of turbulent jets, *Translation published by M.I.T Press, Cambridge, Massachusetts.*

B

- [Bha54] **Bhatnagar P.L., Gross E.P. & Krook M.**, 1954, A model for collision processes in gases. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Phys. Rev.*, **94**(3), pp 511-525.
- [Bak00] **Bak C., Fuglsang P., Johansen J. & Antoniou I.**, 2000, Wind tunnel test of the NACA 63 415 and a modified NACA 63 415 Airfoil, *Riso R-1193, Riso National Laboratory, Roskilde, Denmark.*
- [Bea71] **Bearmann P.W. & Trueman D.M.**, 1971, An investigation of the flow around rectangular cylinders, *Aeronaut. Q.*, **23**, pp. 1-6.
- [Bea04a] **Beaudoin J. F., Cadot O., Aider J. L., Gosse K., Paranthoën P., Hamelin B.**, 2004, Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics, *Experiments in Fluids*, **37**, pp. 763-768.
- [Bea04b] **Beaudoin J.F., Cadot O., Aider J.L., & Wesfreid J.E.**, 2004, Drag reduction by extremum seeking feedback control, *Proceedings of the First European Forum on Flow Control, Poitiers, 11 au 14 Octobre 2004.*
- [Ber99] **Bera J. C., Sunyach M. & Michard M.**, 1999, Modification du décollement de la couche limite sous l'effet d'une injection pariétale continue ou pulsée, *14^{ème} congrès Français de mécanique, Toulouse.*
- [Ber03] **Bera J. C., Sunyach M. & Ben Chiekh M.**, 2003, Contrôle par jets synthétiques du sillage d'une plaque plane, *16^{ème} congrès Français de Mécanique, Nice.*
- [Bos98] **Bosch G. & Rodi W.**, 1998, Simulation of vortex shedding past a square cylinder with different turbulence models, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, **28**, pp. 601-616.
- [Bou03] **Bourgois S & Tensi J.**, 2003, Contrôle de l'écoulement par autour d'un cylindre par techniques fluidiques et acoustiques, *16^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nice.*
- [Bou04] **Bourgois S., Alvi F.S., Tensi J. & Bonnet J.P.**, 2004, Control of flow separation using microjets, *Proceedings of the First European Forum on Flow Control, Poitiers, 11 au 14 Octobre 2004.*
- [Bre02] **Breuer K.S.**, 2002, Design, Fabrication and Performance of MEMS Actuators for Flow Control
- [Bru04] **Bruneau C.H., Mortazavi I. & Wilczyk G.**, 2004, Passive and active control of a 2D bluff-body flows, *Proceedings of the First European Forum on Flow Control, Poitiers, 11 au 14 Octobre 2004.*

C

- [CCFA] CCFA (Comité des Constructeurs Français d'Automobiles) sur <http://www.ccfa.fr>
- [Cha70] Chapman S. & Cowling T.G., 1970, The mathematical theory of non-uniform gases, *Cambridge University Press*.
- [Cha00] Chassaing P., 2000, Turbulence en Mécanique des Fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. *CEPADUES Edition* - 2000 ISBN 2-85428-483-6, pp. 441-484
- [Che91] Chen S., Chen H. , Martinez D. & Matthaeus W., 1991, Lattice Boltzmann Model for simulation of magnetohydrodynamics, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, pp 3776-3779.
- [Che92] Chen S., Chen H. & Matthaeus W., 1992, Recovery of the Navier-Stokes equations using a lattice-gas Boltzmann method, *Phys. Rev. Ann.*, **45**, R5339-42
- [Che97a] Chen H., Teixeira C. & Molvig K., 1997, Digital Physics approach to computational fluid dynamics: some basic theoretical features, *Int. J. Modern Phys. C*, **8**(4), pp. 675-684.
- [Che97b] Chen H., Teixeira C. & Molvig K., 1997, Realization of fluid boundary conditions via discrete Boltzmann dynamics, *Int. J. Modern Phys. C*, **9**(8), pp. 1281-1292.
- [Che98] Chen S. & Doolen G.D., 1998, Lattice Boltzmann Method for fluid flows, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **30**, pp 329-354
- [CMDE] Notre Avenir Commun, Commission mondiale pour l'environnement et le développement (CMDE), Editions du Fleuve, 1987-1988, Québec.
- [Cho94] Choi H., Parviz M. & Kim J., 1994, Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows, *Journal of Fluid Mechanics*, **262**, 75-110.
- [Cho96] Chometon L. & Gilliéron P., 1996, Modélisation des écoulements tridimensionnels décollés autour des véhicules automobiles à l'aide d'un modèle à zéro-dimension, *Journée d'étude SIA « Aérodynamique – Aéroacoustique - Aérothermique automobile et ferroviaire »*, Courbevoie-Paris 5 et 6 novembre 1996, n° 96-09-11.
- [Cho01] Choi H. & Kang, 2001, Suboptimal feedback control of turbulent flow over a backward-facing step, *J. fluid Mechanics* **463**, pp. 201-227

D

- [Den93] Deng G.B., Piquet J., Queutey P. & Visonneau M., 1993, Flow past a square cylinder : predictions with an eddy viscosity model, *Symposium on turbulent shear flows*, Kyoto, Japan.
- [Don05] Dong S. & Karniadakis G.E., 2005, A DNS Study of cylinder shear layer instability, *proceedings of the 4th symposium on Bluff Body wakes and Vortex-Induced Vibrations*, Santorini, Greece.
- [Du02] Du V. & Karniadakis G., 2002, Drag reduction in a wall-bounded flow via a transverse travelling wave, *Journal of Fluid Mechanics*, **457**, 1-34.

- [Due99] **Duell E.G. & George A.R.**, 1999, Experimental study of a ground vehicle body unsteady near wake, *SAE Paper* 1999-01-0812, Detroit, USA
- [Dur84] **Durao D.F.G., Heitor M.V. & Pereira J.C.F.**, 1984, Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross section cylinder, *Exp. Fluids*, **6**, pp. 298-304

F

- [Fou04] **Fournier G., Bourgois S., Pellerin S, Ta Phuoc L, Tensi J. & El Jabi,R.**, 2004, Wall suction influence on the flow around a cylinder in laminar wake Configuration by Large Eddy Simulation and Experimental Approaches, *39e Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Contrôle des écoulements*, 22-24 Mars , Paris.
- [Fri86] **Frisch. U, D'Humières U. & Pommeau Y.**, 1986, Lattice-gas automata for Navier-Stokes equation, *Phys. Rev. Lett* **56**, pp. 1505-1508.

G

- [Geh90] **Gad-el-Hak M.**, 1990, Control of Low-Speed Airfoil Aerodynamics, *AIAA Journal* **28**, N° 9.
- [Gil97] **Gilliéron P. & Chometon F.**, 1997, Modélisation de l'écoulement tridimensionnel décollé stationnaire autour du corps de Ahmed, *Groupe utilisateurs Fluent*, Paris, octobre 1997.
- [Gil98] **Gilliéron P.**, 1998, La technique des tomographies de pertes de pression d'arrêt, *Aérodynamique appliquée, cycle d'approfondissement, CNAM niveau C, CNAM Médias*, 1998/2001.
- [Gil00] **Gilliéron P.**, 2000, Analyse, modélisation et typologie des écoulements de culot dans l'automobile, *AAAF- 36^{eme} colloque d'aérodynamique appliquée*, 20-22 March.
- [Gil02_br] **Gilliéron P.**, 2002, Brevet n° FR 2 848 521 – A1
- [Gil03b] **GilliéronP., Chometon F. & Laurent J.**, 2003, Analysis of hysteresis and phase shifting phenomena in unsteady three-dimensional wake, *Experiment in Fluid*, **35**, pp. 117-129
- [Gil01] **Gilliéron P.**, 2001, Analyse de la contribution des plaques séparatrices à la réduction de la traînée aérodynamique, *Note interne RENAULT n°0455/64260/2001*
- [Gus03_br] **Gustavsson T.**, 2003, Brevet n° WO-2003045768 A1.
- [Gut05] **Gutmark E.J. & Guillot S.A.**, 2005, Control of vortex breakdown over highly swept wings, *Technical Notes, AIAA Journal* Vol. 43, n°9, pp. 2065-20069
- [Guy91] **Guyon E., Hulin J.P. & Petit L.**, 1991, Hydrodynamique physique, *CNRS Editions, ISBN 2-222-04025-6*

H

- [Ho82] **Ho C. & Huang L.S.**, Subharmonics and Vortex Merging in Mixing Layer, *Journal of Fluids Mechanism*, n°119, pp.443-473, 1982
- [Huc98] **Huchot W.-H.**, 1998, Aerodynamics of Road Vehicles (4th ed.), *Society of Automotive Engineers*, Inc. ISBN 0-7680-0029-7.
- [Hum93] **D. d'Humières**, 1993, Generalized Lattice Boltzmann equations, *Proceedings of the 18th rarified gaz dynamic symposium, AIAA progress in astronautics and aeronautics*, B. Shizgal and D.P Weather eds.

I

- [Id86] **Idel-cik I.E.**, 1986, Memento des pertes de charge, Edition Eyrolles ISBN2-212-05900-0.
- [Iva03] **Ivanic T., Foucault E. & Pécheux J.**, 2003, Dynamic of swirling jets flows", *Experiments in Fluids*, 35, pp. 317-324.
- [Iva05] **Ivanic T. & Gilliéron P.**, 2005, Reduction of the aerodynamic drag due to cooling systems : an analytical and experimental approach, *SAE 2005-01-1017*, April 11-14, Detroit, Michigan

J

- [Jak01] **Jakiric S., Jester-Zürker R. & Tropea C.**, eds., 2001, 9th joint ERCOFTAC/IAHR/QNET-CFD Workshop on refined turbulence modelling, Darmstadt, Allemagne.
- [Jeo95] **Jeong J. & Hussain F.**, 1995, On the identification of a vortex, *J. Fluid Mech.* 285, 69.

K

- [Kat93] **Kato M. & lauder B.E.**, 1993, The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, *Proceedings of the 9th Symposium on turbulent shear flows*, Kyoto, 10-4-1
- [Kha01] **Khalighi B., Zhang S, Koromilas C., Balkanyi S.R., Bernal L.P., Iaccarino G., Moin P.**, 2001, Experimental and Computational Study of unsteady Wake Flow behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device, *SAE SP-1600*, Detroit, Michigan
- [Kon03] **Konieczny P., Renotte A., Harribey D., Nogarède B. & Bottaro A.**, 2003, Contrôle actif de la traînée de frottement dans une couche limite par l'intermédiaire d'actionneurs piézo-céramiques, *16^{eme} congrès Français de Mécanique*, Nice.
- [Kra98] **Kral L. D.**, 1998, Active flow control technology, ASME Fluids Engineering Division Technical Brief, [online] disponible sur <http://www.asme.org/divisions/fed/newsletter/TechBriefKral.pdf>

- [Kra03] **Krajnovic S. & Davidson L.**, 2003, Numerical study of the flow around the bus-shaped body, *ASME Journal of Fluid Engineering*, **125**, pp. 500-509.
- [Kra04] **Krajnovic, S. & Davidson, L.**, 2004, "Contribution Large-Eddy Simulation of the Flow Around a Simplified Car Model", *SAE International Congress & Exposition*, Detroit, Michigan, Paper N°2004-01-0227.

L

- [Lam61] **Lambourde N.C. & Bryer D.W.**, 1961, "The bursting of leading-edge vortices: some observations and discussion of the phenomenon", *Aero. Res. Council, Report & Memoranda*, **3282**, pp 1-35.
- [Lau74] **Launder B. & Spalding D**, 1974, The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **3**, pp. 269-289.
- [Lal00] **P. lallemand et L.S. Luo**, 2000, Theory of the lattice Boltzmann method: dispersion, dissipation, isotropy, Galilean invariance and stability, *Phys. Rev. A* **61**, 6546
- [Lee75] **Lee B.E.**, 1975, The effect of turbulence on the surface pressure field of a square cylinder, *J. Fluid Mech.*, **69**, part 2, pp. 263-282.
- [Lee98] **Lee C., Kim J. & Choi H.**, 1998, Suboptimal control of turbulent channel flow for drag reduction, *J. Fluid Mechanics* **358**, pp. 25-258
- [Lee02] **Lee C. Y. & Goldstein D. B.**, 2002, Two-dimensional synthetic jet simulation, *AIAA Journal*, **40**, N°3, pp. 510-516.
- [Leh05a] **Lehuteur B. & Gilliéron P.**, 2005, Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model, *AIAA-2005-5383*.
- [Leh05b] **Lehuteur B., Gilliéron P. & Ivanic T.**, 2005, Characterization of C-Pillar vortices by 3D PIV, *Workshop on particle image velocimetry in car industry*, Gurgliasco, Italy.
- [Lev05] **Levallois E. & Gilliéron P.**, 2005, Réduction de traînée en aérodynamique automobile par contrôle passif des écoulements – analyse par PIV, *Colloque de visualisation et de traitement d'images en mécanique des fluides (FLUVISU 11)*, EC Lyon, 7-9 Juin 2005
- [Lec06] **Leclerc C., Levallois E. & Kourta A.**, 2006, Drag reduction by synthetic jet : a 2D Numerical Study Around a Simplified Car, *AIAA 2006-3337*
- [Li04] **Li Y., Shock R., Zhang R. & Chen H.**, 2004, Numerical study of flow past an impulsively started cylinder by Lattice Boltzmann method, *J. Fluid. Mech.*, **519**, pp. 273-300
- [Lie02] **Lienhart H., Stoots C. & Becker S.**, 2002, Flow and turbulence structures in the wake of a simplified Car Model (Ahmed Model), *roc. DGLR Fach. Symp. Der AG STAB, Stuttgart Univ. 2002*
- [Loc00] **Lockard D.P., Luo L.S. & Singer B.A.**, 2000, Evaluation of the lattice Boltzmann equation solver Powerflow for aerodynamic applications, *NASA/CR-2000-210550, ICASE report 2000-40*

M

- [Mai65] **Mair W.A.**, 1965, The Effect of a Rear-Mounted Disc on the Drag of a Blunt-Based Body of Revolution, *The Aeronautical Quarterly* **16**, pp. 350-360.
- [Man02] **Manceau R. & Bonnet J.P.**, eds., 2002, *9th joint ERCOFTAC/IAHR/QNET-CFD Workshop on refined turbulence modeling*, Poitiers, France.
- [Men02] **Menter F.**, 2002, Flow around a simplified car body, *9th joint ERCOFTAC/IAHR/QNET-CFD Workshop on refined turbulence modeling*, Poitiers, France.
- [McCal00] **Mc Callen R., Flowers D., Dunn T. & Owens J.**, 2000, Aerodynamic Drag of Heavy Vehicles(Class 7-8): Simulation and Benchmarking, *SAE Technical Papers Series 2000-01-2209*
- [Mod90] **Modi V.J., Ying B. & Yokomizo T.**, 1990, Boundary Layer Control of Bluff Bodies Through Momentum Injection, *SAE Paper*, 902225.

O

- [Ono84] **Onorato M., Costelli A. F. & Garonne A.**, 1984, Drag measurement through wake analysis, *SAE, SP-569, International congress and Exposition*, detroit, MI, february 27 march 2, 1984, pp. 85-93

P

- [Per99] **Pervaiz M. & Teixeira M.**, 1999, Two equation turbulence modeling with the lattice-Boltzmann method, *proceedings of ASME PVP Division conference, 2nd International Symposium on Computational Technologies for Fluid/Thermal& Chemical systems with industrial applications*, Boston.
- [Poi95] **Poisson-Quinton P.**, 1995, Les systèmes de contrôle de l'écoulement sur les avions, *revue française de mécanique* n° 1995-2

R

- [Ric02] **Ricot D.**, 2002, Simulation numérique d'un écoulement affleurant une cavité par la méthode Boltzmann sur réseau et application au toit ouvrant des véhicules automobiles, *Thèse Ecole Centrale de Lyon*.
- [Ros76] **Roshko A. & Koenig K.**, 1976, Interaction effects on the drag of bluff bodies in tandem, Symposium on Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles, *General Motors Research Laboratories*, 27-28 Sept.
- [Rou04] **Rouméas M., Gilliéron P. & Kourta A.**, 2004, Les stratégies de commande appliquées au contrôle d'écoulement : Etat de l'art, *Mécanique & Industrie*, à paraître

[Rou05_br] **Rouméas M., Gilliéron P. & Rodolausse J.**, 2005, Brevet FR 05-12152

S

- [Sho02] **Shock R. A., Mallick S., Chen H., Yakhot V. & Zhang R.**, 2002, Recent results on two dimensional airfoils using lattice Boltzmann-based algorithm, *Journal of Aircraft*, **39** n° 3, May-June 2002
- [Smi97] **Smith B. L. & Glezer A.**, 1997, Vectoring and small-scale motions effected in free shear flows using synthetic jet actuator, *AIAA Paper* No 97-0213, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, January.
- [Spo02] **Spohn A. & Gilliéron P.**, 2002 Flow Separations Generated by a Simplified Geometry of an Automotive Vehicle, *Congrès IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, April 8-12, 2002, Toulouse, France*
-

T

- [Ten99] **Tensi J., Boué I. & Paillé F.**, 1999, Effets comparés sur l'écoulement autour d'un cylindre a faible nombre de Reynolds d'un soufflage pariétal amont et en aval du décollement, *14^{ème} congrès Français de mécanique, Toulouse.*
- [Thi05] **Thivolle-Cazat E. & Gilliéron P.**, 2005, Modèle analytique d'hélice ventilateur pour la conception de roues aspirantes, *17^{ème} congrès Français de Mécanique, 29 Août – 02 Septembre 2005, Troyes*
-

U

- [Utt02] **Utturkar Y., Mittal R., Rampungoon P. & Cattafesta L.**, 2002, Sensitivity of synthetic jets to the design of the jet cavity, *AIAA Paper* No 2002-0124
-

Y

- [Yak86] **Yakhot V. & Orszag S.A.**, 1986, Renormalization group analysis of turbulence. Basic theory. *Int J. Sci. Comput*, **1**, pp. 1-51
- [Yak01] **Yakhot V., Chen H., Staroselsky I., Qian Y.H, Kandasamy R., Mallick S. & Alexander C.**, 2001, A new approach to modeling strongly non-equilibrium time-dependent turbulent flows, *preprint*
- [Yu02] **Yu D., Mai R., & Shyy W.**, 2002, A multi-block lattice Boltzmann method for viscous fluid flow, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **39**, pp. 99-120
-

TABLE DES FIGURES

Figure 1.1- Le développement durable schématisé	2
Figure 1.2- Evolution des émissions de dioxyde de carbone : Mesures et objectifs imposées par les normes CAFE (sources : CCFA 2).....	2
Figure 1.3- Gain en consommation pour 10% de réduction de traînée (Source[CCFA]).....	2
Figure 1.4- Historique des coefficients de traînée dans l'automobile.....	3
Figure 2.1- Ecoulement autour de l'automobile : différentes zones de participation à la traînée.	10
Figure 2.2 Géométrie simplifiée de Ahmed [Ahm84]	11
Figure 2.3- (a) Visualisation du décollement avant en canal hydraulique avec un plan laser situé sur le plan de symétrie longitudinal, (b) Tomographie laser relevée dans un plan horizontal situé à 3.10^{-3} m au dessus du pavillon. Vue du dessus de la maquette (c) Visualisation pariétale, lignes de frottement relevées sur le pavillon. Vue du dessus de la maquette en lumière blanche, d'après Spohn et al. [Spo02]	12
Figure 2.4- Influence de l'angle de lunette arrière sur la traînée, d'après Ahmed [Ahm84].....	13
Figure 2.5- Lignes de courant au culot pour différentes inclinaisons de la lunette arrière, d'après Gilliéron [Gil00] ..	13
Figure 2.6- Visualisation des tourbillons latéraux sur la lunette arrière par cavitation, d'après [Bea04a]	14
Figure 2.7- Topologie de l'écoulement sur la partie arrière du corps de Ahmed incliné à 25° , d'après [Gil00].....	14
Figure 2.8- Bilan intégral de quantité de mouvement d'après Gilliéron [Gil00]	15
Figure 2.9- Principe de fonctionnement d'un générateur de vortex.....	18
Figure 2.10- Définition géométrique des VG, d'après [Bak00]	18
Figure 2.11- Effet des générateurs de vortex sur le coefficient de portance d'un profil NACA 63415, d'après [Bak00] ..	18
Figure 2.12- Générateur de vortex placés sur une géométrie représentant la partie arrière du corps de Ahmed, Brevet US, d'après Gustavsson [Gus03_br]	19
Figure 2.13- Positionnement possibles des générateurs de vortex sur un véhicule automobile, d'après Gilliéron [Gil02_br]	19
Figure 2.14- des générateurs de vortex sur le concept car Citroën Air-Lounge® (2004).....	19
Figure 2.15- Exemple de profilage sur une Alpha Roméo de 1913, dessiné par Giuseppe Mesoti ¹	20
Figure 2.16- Exemple de profilage sur le concept car Renault Fluence	20
Figure 2.17- Plaque séparatrice transversale disposée en aval d'après Levallois et al. [Lev05]	21
Figure 2.18- Principe de fonctionnement des plaques séparatrices transversales.....	21
Figure 2.19- Répartition de pression au niveau du culot, relevée dans le plan longitudinal médian, sans contrôle (SPS) et avec la plaque séparatrice (PT 0.9), d'après [Gil01].....	21
Figure 2.20- Principe de fonctionnement des plaques séparatrices longitudinales	22
Figure 2.21- Plaques longitudinales au culot du corps de Ahmed, d'après Gilliéron [Gil01]	23
Figure 2.22- Répartition de pression au niveau du culot, relevée dans le plan longitudinal médian, sans contrôle (SPS) et avec la plaque séparatrice (PL 15°), d'après [Gil01]	23
Figure 2.23- Utilisation de plaques longitudinales sur un poids lourd d'après Mc Callen et al. [McCal00].....	23
Figure 2.24- Principe de fonctionnement des cylindres tournants	24
Figure 2.25- (a) Photos de l'écoulement autour d'une aile équipée d'un cylindre sans rotation, (b) Photos de l'écoulement autour d'une aile équipée d'un cylindre tournant à la vitesse $R\Omega_c=4V_0$ pour une incidence de 25° et un Re (basé sur la corde) de 4.10^4 , d'après Modi et al. [Mod90]	25
Figure 2.26- Utilisation de cylindres tournants sur une maquette de camion, avec deux cylindres sur le toit d'après Modi et al [Mod90]	25
Figure 2.27- Protocole expérimental, d'après Beaudoin et al. [Bea04b]	26
Figure 2.28- Réduction du sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile à l'aide d'un cylindre tournant placé sur le haut du culot, d'après Beaudoin et al. [Bea04b]	26
Figure 2.29- Actionneur piézo-céramique, d'après Konieczny et al. [Kon03].....	27
Figure 2.30- Mécanisme du soufflage tangentiel.....	28

Figure 2.31- Mécanisme du soufflage normal.....	28
Figure 2.32- Visualisation pariétale sur l'extrados un profil ONERA D, vue de l'arrière (a) sans contrôle (b) avec utilisation de micro-jets, d'après Bourgois et al. [Bou04]	29
Figure 2.33- Atténuation du sillage d'un cylindre à l'aide d'une fente de soufflage située pour une position azimutale $\theta=180^\circ$, (a) sans contrôle, (b) avec $C_\mu=0,52$, (c) avec $C_\mu=4,36$, (d) avec $C_\mu=39,2$, d'après Tensi et al. [Ten99]	29
Figure 2.34- Principe de fonctionnement du soufflage appliqué sur le haut du culot (a) et sur le milieu du culot (b)....	30
Figure 2.35- Principe de fonctionnement de l'aspiration de couche limite.....	31
Figure 2.36- Effet de l'aspiration sur le décollement autour d'un cylindre.....	32
Figure 2.37- Visualisation pariétale (l'écoulement va de bas en haut). Localisation du décollement sans contrôle puis avec aspiration, d'après [Bou03]	32
Figure 2.38- Structure du jet synthétique	33
Figure 2.39- Répartition de pression autour d'un cylindre avec et sans contrôle [Ber99].....	34
Figure 2.40- Emplacement des actionneurs sur la plaque plane.....	35
Figure 2.41- Champ de vorticité relevé dans un plan longitudinal médian au culot de la plaque plane. Les dimensions sont adimensionnées par la longueur l et la hauteur h de la plaque, d'après Bera et al. [Ber03]	35
Figure 3.1- Définition du réseau de vitesse utilisé par le code de calcul, d'après [Che97a].....	45
Figure 3.2- Distribution de vitesse à la limite du domaine de calcul : définition des distributions de particules entrantes et sortantes sur un modèle bidimensionnel à 9 vitesses.....	47
Figure 3.3- Schéma des conditions de rebond total et de réflexion spéculaire à la paroi.....	47
Figure 3.4- Schéma de la condition limite à la paroi utilisée par Powerflow, d'après [Ric02].....	49
Figure 3.5- Représentation schématique du maillage cartésien par blocs utilisés dans PowerFlow. 3 niveaux de résolution sont représentés B_0 , B_1 et B_2	49
Figure 3.6- Représentation de la couche limite turbulente en proche paroi.....	53
Figure 3.7- Schématisation des 2 mécanismes de contrôle envisagés.....	55
Figure 3.8- Géométrie utilisée pour la simulation numérique 2D, culot inclinée.....	57
Figure 3.9- Définition du maillage par bloc autour de la géométrie	57
Figure 3.10- Représentation du maillage au niveau de l'arête haute de la lunette arrière (seule une maille sur 4 est représentée), superposée à la distribution de pression.....	57
Figure 3.11- Positionnement des fentes d'aspiration sur la géométrie (a) sur la fin du pavillon, (b) sur le haut de la lunette arrière, (c) sur le bas de la lunette arrière.....	58
Figure 3.12- Réduction de traînée associée à chacune des positions définies	59
Figure 3.13- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes positions de l'aspiration.....	60
Figure 3.14- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes positions de l'aspiration	60
Figure 3.15- Evolution des gains en traînée en fonction de la vitesse d'aspiration.....	61
Figure 3.16- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes vitesses d'aspiration.....	62
Figure 3.17- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes vitesses d'aspiration.....	62
Figure 3.18- Evolution des gains de traînée avec l'épaisseur de la fente d'aspiration.....	63
Figure 3.19- Evolution des gains de traînée en fonction du débit aspiré, à isovitesse $\eta=0,6$ (triangle plein) ou à iso épaisseur $e=10^{-3}m$ (triangles vides).....	63
Figure 3.20- Evolution des gains en traînée en fonction de l'inclinaison	64
Figure 3.21- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage pour différentes inclinaisons de la vitesse d'aspiration.....	64
Figure 3.22- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relevées dans le sillage pour différentes inclinaisons de la vitesse d'aspiration.....	65
Figure 3.23- Cartographies des lignes de courant dans le sillage relevées en moyenne : (a) sans contrôle (b) avec contrôle.....	66

Figure 3.24- Détermination de la section de sillage, dans un plan transversal situé à 10^{-1} m du culot.....	67
Figure 3.25- Répartition du coefficient de perte de pression statique pariétale (a) sur la lunette arrière (b) sur le culot.	68
Figure 3.26- Evolution temporelle du coefficient de traînée avec et sans contrôle.....	69
Figure 3.27- Evolution fréquentielle du signal de traînée obtenue avec et sans contrôle.....	69
Figure 3.28- Oscillation de la traînée obtenue avec et sans contrôle sur une période	70
Figure 3.29- Champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage, sans contrôle, pour différents temps de simulation	71
Figure 3.30- Champs instantan�es du coefficient de perte de pression statique relev�es sans contrôle dans le sillage aux temps définis Figure 3.28.....	72
Figure 3.31- Champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage, avec contrôle, pour différents temps de simulation	73
Figure 3.32- Champs instantan�es du coefficient de perte de pression statique relev�es avec contrôle dans le sillage aux temps définis Figure 3.28.....	73
Figure 3.33- Géométrie �tudi�e.....	75
Figure 3.34- Représentation du maillage autour de la géométrie : (a) bloc B_2 en perspective, (b) Coupe dans le plan longitudinal P_1 situé sur l'arête latérale gauche, (c) Coupe dans le plan longitudinal médian P_2 , sur l'arête haute de la lunette arrière.	75
Figure 3.35- Tomographies du coefficient de perte de pression totale relev�es dans le sillage proche (a) Isosurface $C_{pi}=1,22$ (visualisation des zones d�coll�es), (b) Cartographie relev�e dans le plan 1.	76
Figure 3.36- Définition des plans de mesure.....	77
Figure 3.37- Profils verticaux de vitesse longitudinale relevés dans le plan longitudinal médian (plan de symétrie de la géométrie) (a) plan 1 d'abscisse $x=-0,262$ m, (b) plan 2 d'abscisse $x=-0,162$ m (c) plan 3 d'abscisse $x=-$ $0,012$ m.	78
Figure 3.38- Visualisation des lignes de frottement sur la partie gauche de la lunette arrière (vue de l'arrière) (a) présente étude (b) expérimental (Gill�ron et al. [Gil00]).....	79
Figure 3.39- Définition des plans de mesure.....	80
Figure 3.40- Cartographies de vorticité relev�es dans des plans transversaux sur le tourbillon longitudinale gauche (vue de l'arrière) pour différentes abscisses : (a) $x_1/l=0,25$ (b) $x_1/l=0,45$ (c) $x_1/l=0,63$ (d) $x_1/l=0,95$	81
Figure 3.41- Cartographies de perte de pression statique relev�es dans des plans transversaux sur le tourbillon longitudinal gauche (vue de l'arrière) pour différentes abscisses : (a) $x_1/l=0,25$ (b) $x_1/l=0,45$ (c) $x_1/l=0,63$ (d) $x_1/l=0,95$	81
Figure 3.42- Surface d'iso contour de vorticité ($\omega=10^{-4} s^{-1}$, seul le tourbillon longitudinal gauche (vue de l'arrière) est représenté : (a) définition du repère associé au tourbillon, (b) détermination de la position de l'axe du tourbillon par rapport au plan et à l'arête latérale gauche de la lunette arrière.....	82
Figure 3.43- Relevé de vitesse dans le tourbillon longitudinal gauche T_2 pour différentes abscisses : (a) Profil transversal de vitesse axiale $V_{x2}(y_2=0, z_2)$, (b) Profil transversal de vitesse azimutale ($V_{y2}(y_2=0, z_2)$, (c) Profil transversal de vitesse azimutale ($V_{z2}(y_2, z_2=0)$).	84
Figure 3.44- Isosurfaces de pertes de pression totale ($C_{pi}=1,22$) sur la lunette arrière et cartographie des lignes de frottement relev�es sans contrôle et avec aspiration	85
Figure 3.45- Profil de vitesse tangentielle relev�e sur la lunette arrière, dans le plan longitudinal médian, avec et sans contrôle : (a) � 5% de la lunette arrière, (b) � 50% de la lunette arrière et (c) � 90% de la lunette arrière. .	87
Figure 3.46- Cartographie des pertes de pression statique pariétale sur la lunette arrière (seule la partie arrière droite de la lunette arrière est repr�sent�e) : (a) Ecoulement sans contrôle (b) Ecoulement contrôlé avec $V_{asp}=0,6V_0$	88
Figure 3.47- Distribution de pression sur la lunette arrière, relev�e dans le plan longitudinal médian	88
Figure 3.48- Modélisation de la lunette arrière en demi tuyère.....	88
Figure 3.49- Définition du repère associé au tourbillon longitudinal gauche T_2 (iso contour $\omega=10^4 s^{-1}$).....	89
Figure 3.50- Profils verticaux de vitesse azimutale relevés dans le plan transversal situé à l'abscisse réduite $x_2/l=0,5$ (a) Dans la structure T_2 (b) Dans le cœur de la structure T_2	90
Figure 3.51- Profils verticaux relevés dans la structure T_2 (plan transversal situé à l'abscisse réduite $x_2/l=0,5$) (a) Vitesse axiale (b) Coefficient de perte de pression statique.....	91

Figure 3.52- Relevé de pression statique pariétale selon la projection de l'axe du tourbillon longitudinal sur la lunette arrière.....	92
Figure 3.53- Cartographies des pertes de pression totale relevées dans le plan longitudinal médian (a) sans contrôle (b) sans contrôle sur la lunette arrière (c) avec contrôle	93
Figure 3.54- Distribution transversale du coefficient de perte de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à $x/h_c=0,25$	95
Figure 3.55- Distribution transversale de vitesse et de pression statique au niveau du culot ($x/h_c=0,005$) sans contrôle et avec contrôle (a) Vitesse (b) pression statique	95
Figure 3.56 – Evolution de la réduction de traînée obtenue en fonction de la vitesse d'aspiration.....	98
Figure 3.57- Pertes de pression totale ($C_{pt}=1,22$) sur la lunette arrière et cartographie des les lignes de frottement relevées pour $V_{asp}=0,375V_0$	98
Figure 3.58- Efficacité ξ du contrôle en fonction de la vitesse d'aspiration.....	99
Figure 3.59- Configuration de contrôle étudiée.	101
Figure 3.60- Cartographie des lignes de courant relevée dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.2$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$	102
Figure 3.61- Cartographie des lignes de courant relevée dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$	102
Figure 3.62- Cartographie de vorticité (selon x) relev�e dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$	102
Figure 3.63- Cartographie de perte de pression statique relev�e dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.2$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$	103
Figure 3.64- Cartographie de perte de pression statique relev�e dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$	103
Figure 3.65- Définition des repères associés aux tourbillons longitudinaux gauche (vue de l'arrière), sans contrôle ($x_1y_1z_1$) et avec contrôle ($x_2y_2z_2$).....	104
Figure 3.66- Profils transversaux de vitesse azimutale relevés dans le tourbillon T2 � l'abscisse réduite $x_3/l=0.93$ (a) Dans le tourbillon (b) Dans le cœur tourbillonnaire.....	104
Figure 3.67- Profils transversaux de vitesse axiale relevés dans le cœur tourbillonnaire à l'abscisse réduite $x_3/l=0.93$	105
Figure 3.68- Evolution du gradient longitudinal de pression le long de l'axe tourbillonnaire.....	105
Figure 3.69- Evolution de la pression pariétale le long de la lunette arrière, dans le plan longitudinal médian, obtenue avec et sans contrôle.....	106
Figure 3.70- Répartition pariétale de pression statique relev�e sous le tourbillon longitudinal droit, vu de l'arrière (a) sans contrôle, (b) avec $V_{asp}=V_0$ (c) avec $V_{asp}=1,5 V_0$	107
Figure 3.71- Cartographie de perte de pression totale relev�e dans un plan transversal à l'abscisse réduite $x/l=0.75$ (a) sans contrôle, (b) $V_{asp}=V_0$ et (c) $V_{asp}=1.5V_0$	107
Figure 3.72- Evolution des performances aérodynamiques du véhicule avec la vitesse d'aspiration (a) coefficient moyen de traînée (b) coefficient moyen de portance.....	108
Figure 3.73- Schéma du mécanisme de contrôle par soufflage sur une géométrie de type culot droit	111
Figure 3.74 - Protocole numérique	111
Figure 3.75- Evolution des gains en traînée en fonction du rapport η de vitesse entre la vitesse de soufflage V_{sou} et la vitesse de référence V_0	112
Figure 3.76- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relev�es dans le sillage pour différentes valeurs de C_μ obtenue avec $e=10^{-3} m$	113
Figure 3.77- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relev�es dans le sillage pour différentes valeurs de C_μ obtenue avec $e=10^{-3} m$	113
Figure 3.78- Evolution de la réduction de traînée avec l'inclinaison q de la vitesse de soufflage par rapport à la verticale	114
Figure 3.79- Cartographies du coefficient de perte de pression totale relev�es dans le sillage pour différentes valeurs de θ	114
Figure 3.80- Cartographies du coefficient de perte de pression statique relev�es dans le sillage pour différentes valeurs de θ	115

Figure 3.81- Cartographies moyennes des lignes de courant relevées dans le sillage (a) sans contrôle (b) avec contrôle	116
Figure 3.82- Cartographie de perte de pression et de ligne de courant relevée sur la partie basse du culot : (a) sans contrôle, (b) pour $\theta=75^\circ$, (c) pour $\theta=45^\circ$, (d) pour $\theta=10^\circ$	116
Figure 3.83- Evolution temporelle du coefficient de traînée, obtenue avec et sans contrôle	117
Figure 3.84- Evolution fréquentielle du coefficient de traînée obtenue avec et sans contrôle	117
Figure 3.85- Oscillation de la traînée obtenue avec et sans contrôle sur une période d'oscillation	118
Figure 3.86- Champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage, sans contrôle, pour différents temps de simulation.	119
Figure 3.87- - Champs instantanés de vorticité relevés dans le sillage, avec contrôle, pour différents temps de simulation.	120
Figure 3.88- Géométrie �tudi�e.....	122
Figure 3.89- Représentation du maillage autour de la géométrie : (a) coupe dans le plan longitudinal médian, (b) Coupe dans le plan transversal.....	122
Figure 3.90- Mise en place du contrôle sur le culot de la géométrie	123
Figure 3.91- Topologie de l'écoulement dans le sillage d'une géométrie de type culot droit.....	124
Figure 3.92- Cartographie des lignes de courant relev�es dans le plan longitudinal médian	124
Figure 3.93- Profils verticaux de vorticité ω_z , relevés dans le plan longitudinal médian pour différentes abscisses réduites x/H	125
Figure 3.94- Profils verticaux de déficit de vitesse longitudinale dans le sillage, relevés dans le plan longitudinal médian pour différentes abscisses réduites x/H	125
Figure 3.95- Cartographies instantan�es de λ_2 relev�es dans le plan longitudinal médian : (a) � $t=0,377$ s (b) � $t=0,517$ s (c) � $t=0,657$ s	126
Figure 3.96- Densité spectrale du critère l_2 relev�e dans le plan longitudinal médian, à l'abscisse réduite $x/H=0,035$	127
Figure 3.97- Profil de vorticité selon z , relevé dans la direction verticale, au niveau de la sonde, à l'abscisse réduite $x/H=0,035$	128
Figure 3.98- Définition des paramètres du contrôle par soufflage	129
Figure 3.99- Evolution du coefficient moyen de traînée en fonction de l'inclinaison de la direction de la vitesse de soufflage.....	130
Figure 3.100- Cartographie des lignes de courant relev�es dans le plan longitudinal médian, sur le haut du culot	131
Figure 3.101- Cartographies des lignes de courant relev�es dans le plan longitudinal médian ($z=0$) pour (a) $\theta=60^\circ$, (b) $\theta=45^\circ$ et (c) $\theta=30^\circ$	131
Figure 3.102- Profils relevés dans le plan longitudinal médian avec et sans contrôle, à l'abscisse réduite $x/H=0,5$: (a) Coefficient de perte de pression totale (b) Vitesse longitudinale.....	133
Figure 3.103- Profils du coefficient de perte de pression statique relev�e dans le plan longitudinal pour $x/H=0,01$...	133
Figure 3.104- Champs instantanés de l_2 relevés dans le plan longitudinale médian, avec contrôle	134
Figure 3.105- Schéma récapitulatif des mécanismes de contrôle par soufflage.....	135
Figure 3.106- Evolution du coefficient moyen de traînée en fonction de la vitesse de soufflage	136
Figure 3.107- Evolution de l'efficacité ξ du contrôle en fonction de la vitesse de soufflage	136
Figure 3.108- Répartition du coefficient de perte de pression totale relev�e dans le plan longitudinal pour $x/H=0,5$.	137
Figure 3.109- Répartition du coefficient de perte de pression statique relev�e dans le plan longitudinal pour $x/H=0,01$	137
Figure 4.1- Réalisation de la maquette : (a) Corps de Ahmed � échelle 0,7 (b) Mise en place des plaques fendues (c) Exemple de plaque.....	147
Figure 4.2- Schéma du montage expérimental.	147
Figure 4.3- Mise en place de l'aspiration	148
Figure 4.4 – Distribution transversale de vitesse sur la fente d'aspiration en l'absence de courant principal (a) configuration 1 (b) configuration 2	149
Figure 4.5 – Répartition transversale de vitesse d'aspiration en présence du courant principal $V_0=40$ m.s ⁻¹ (a) Configuration 1 (b) Configuration 2.....	150

Figure 4.6 – Montage expérimental dans la soufflerie Malavard d'Orléans	151
Figure 4.7 - Montage expérimental dans la soufflerie S10 de S' Cyr	151
Figure 4.8- Définition des points singuliers et des lignes singulières (a) Point Selle (b) Foyer de séparation (c) Nœud d'attachement	152
Figure 4.9- Définition de la sonde de Kiel	153
Figure 4.10- Evolution de l'incertitude de la prise de pression d'arrêt en fonction de la déviation des lignes de courant.	153
Figure 4.11- Tomographie de perte de pression d'arrêt.	154
Figure 4.12- Dimension de la sonde de pression dynamique	155
Figure 4.13 – Montage pour sondage de couche limite	155
Figure 4.14- Anémométrie fil chaud.....	156
Figure 4.15 –Montage réalisé pour l'anémométrie fil chaud.....	156
Figure 4.16- Dimension du fil chaud.....	157
Figure 4.17 – Schéma de réalisation des mesures de vitesse par prise de pression statique (a) Position des prises de pression sur la plaque (b) schéma de la prise de pression totale	157
Figure 4.18 – Mesure de la vitesse sur la fente d'aspiration (a) par fil chaud (b) par prise de pression statique.....	158
Figure 4.19- Visualisation de la zone décollée dans le plan longitudinal médian (plan laser).....	160
Figure 4.20- Visualisation des structures tourbillonnaires transversales au culot du corps de Ahmed, dans le plan longitudinal médian (plan laser)	160
Figure 4.21- Visualisation de la structure tourbillonnaire longitudinale sur l'arête latérale gauche de la lunette arrière (vue de $\frac{3}{4}$ arrière).....	160
Figure 4.22- Cartographie des lignes de frottements relevées sur la partie gauche de la lunette arrière (vue de l'arrière) (a) expérimental (b) numérique	161
Figure 4.23- Cartographie du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ en aval du culot (a) expérimental, (b) numérique.....	162
Figure 4.24- Cartographie du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,4$ en aval du culot (a) expérimental, (b) numérique.....	163
Figure 4.25- Cartographie du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=1$ en aval du culot (a) expérimental, (b) numérique.....	163
Figure 4.26- Distribution du coefficient de perte de pression statique pariétale dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière.	164
Figure 4.27- Sondage de couche limite sur la lunette arrière (a) définition des plans de mesure, dans le plan longitudinal médian (b) Profils de vitesse	165
Figure 4.28- Sondages de couche limite pour la configuration 1 de contrôle, effectués dans le plan longitudinal médian (a) en $x/l=0,13$ (b) en $x/l=0,42$ (c) en $x/l=0,87$	169
Figure 4.29 – Cartographies des lignes de frottement relevées sur la partie gauche de la lunette arrière (a) sans contrôle, (b) pour $V_{asp}=0$, (c) pour $V_{asp}=0,363 V_0$ (d) pour $V_{asp}=0,668 V_0$	170
Figure 4.30- Sondages de couche limite pour la configuration 2 de contrôle, effectués dans le plan longitudinal médian (a) en $x/l=0,13$ (b) en $x/l=0,42$ (c) en $x/l=0,87$	172
Figure 4.31 - Cartographies des lignes de frottement relevées sur la partie gauche de la lunette arrière (a) sans contrôle, (b) pour $V_{asp}=0$, (c) pour $V_{asp}=0,35V_0$	173
Figure 4.32- Distribution de pression statique pariétale dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière (a) Configuration 1 (b) Configuration 2.....	174
Figure 4.33 – Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ du culot (a) sans le tuyau d'évacuation (b) avec tuyau d'évacuation	175
Figure 4.34 - Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ du culot (a) sans aspiration (b) $V_{asp}=0,363 V_0$ (c) $V_{asp}=0,534 V_0$ (d) $V_{asp}=0,668 V_0$	176
Figure 4.35 - Cartographies du coefficient de perte de pression totale relevée dans un plan transversal situé à $x/H=0,05$ du culot (a) sans aspiration (b) $V_{asp}=0,35 V_0$	177

ANNEXES

ANNEXE 1– MISE EN PLACE DE LA RELATION D'ONORATO

Onorato *et al.* [Ono84] proposent une expression simplifiée (relation (2.4)) de la traînée où n'interviennent que les valeurs relevées dans la section transversale du sillage. Les hypothèses et les développements analytiques qui conduisent à la mise en place de cette relation sont présentés dans cette annexe.

MISE EN PLACE ET HYPOTHESES

Soit l'automobile de surface S_C plongée dans un volume fluide \mathcal{V} représentant un tube de courant délimité par la surface fermée $\Sigma_e = S_1 + S_2 + S_L + S_S$ (Fig. A.1) avec :

- S_1 la surface d'entrée placée suffisamment loin de l'obstacle en amont pour pouvoir considérer $\vec{V} = \vec{V}_0$ et $P = P_0$ sur S_1 . $\vec{n} = -\vec{x}$ sur S_1 .
- S_2 la surface de sortie. $\vec{n} = \vec{x}$ sur S_2 .
- S_L la surface latérale. S_1 et S_2 sont suffisamment grandes pour pouvoir considérer que $\vec{V} = \vec{V}_0$ et $P = P_0$ sur S_L . Le volume représentant un tube de courant, par définition : $\vec{n} \cdot \vec{x} = 0$ sur S_L .
- S_S la surface du sol. $\vec{n} = -\vec{z}$ sur S_S .

Le repère direct $O(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est orienté de façon à avoir $\vec{V}_0 = V_0 \vec{x}$.

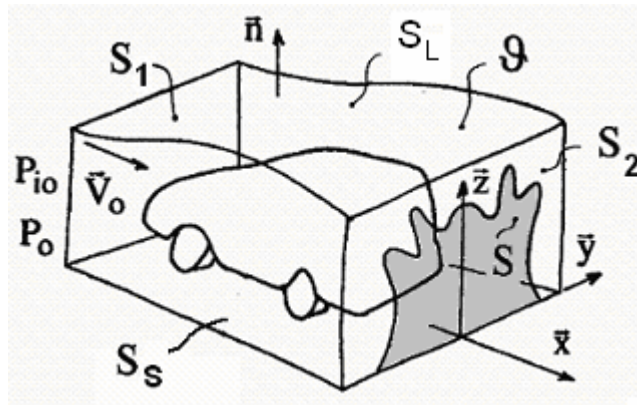


Fig. A.1- Bilan de quantité de mouvement

L'écoulement est considéré comme stationnaire. Les actions mécaniques de gravité sont négligeables devant les actions mécaniques de pression, de viscosité et de turbulence et le fluide est considéré comme non pesant. Les effets de turbulence ne sont pas pris en compte.

EXPRESSION DE LA TRAÎNÉE AÉRODYNAMIQUE

L'équation de Navier-Stokes permet de décrire analytiquement la dynamique de l'écoulement :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \text{grad} \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} P + \vec{f} + \frac{1}{\rho} \text{grad} \vec{\tau} \quad (\text{A.1})$$

Avec \vec{V} la vitesse du fluide, ρ la masse volumique du fluide, P la pression statique, \vec{f} les efforts massiques de gravité, $\vec{\tau}$ le tenseur des efforts de viscosité. La relation (A.1) est intégrée sur le volume \mathcal{V} :

$$\iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} d\tau + \iiint_{\mathcal{V}} \vec{V} \cdot \vec{\text{grad}} \vec{V} d\tau = \iiint_{\mathcal{V}} -\frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} P d\tau + \iiint_{\mathcal{V}} \left(\vec{f} + \frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} \bar{\tau} \right) d\tau \quad (\text{A.2})$$

Selon le théorème de Green-Ostrogradsky, avec $\Sigma = \Sigma_e + S_C$:

$$\iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} d\tau + \iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = -\frac{1}{\rho} \iint_{\Sigma} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \frac{1}{\rho} \iint_{\Sigma} \bar{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iiint_{\mathcal{V}} \vec{f} d\tau \quad (\text{A.3})$$

L'écoulement est stationnaire, non pesant et les effets de turbulence ne sont pas pris en compte. L'expression (A.3) devient :

$$\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = -\frac{1}{\rho} \iint_{\Sigma} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \frac{1}{\rho} \iint_{\Sigma} \bar{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (\text{A.4})$$

Et avec Σ une surface fermée et P_0 constante, il vient :

$$\oiint_{\Sigma} P_0 \vec{n} dS = 0 \quad (\text{A.5})$$

Soit :

$$\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = -\frac{1}{\rho} \iint_{\Sigma} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \frac{1}{\rho} \iint_{\Sigma} \bar{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (\text{A.6})$$

(i) Expression de l'intégrale $\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma$

L'intégrale $\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma$ est décomposée sur chaque surface:

$$\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_1} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_2} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_L} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_c} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_s} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (\text{A.7})$$

Avec :

- sur S_1 : $\iint_{S_1} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = -\iint_{S_1} \vec{V} \cdot V_x \cdot d\sigma = -\iint_{S_1} V_0^2 \cdot \vec{x} \cdot d\sigma = -S_1 V_0^2 \cdot \vec{x}$
- sur S_2 : $\iint_{S_2} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} \vec{V} \cdot V_x \cdot d\sigma$
- sur S_L : $\iint_{S_L} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = 0$ car $\vec{V} \cdot \vec{n} = 0$ (S_L représente un tube de courant)
- sur S_c : $\iint_{S_c} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = 0$ car $\vec{V} = \vec{0}$ par adhérence du fluide sur la paroi.
- sur S_s : $\iint_{S_s} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = 0$ car $\vec{V} = \vec{0}$ par adhérence du fluide sur la paroi.

Soit :

$$\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = -S_1 \cdot V_0^2 \cdot \vec{x} + \iint_{S_2} V_x \vec{V} d\sigma \quad (\text{A.8})$$

Et par conservation de la masse dans le volume :

$$\iint_{\Sigma} \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} V_x dS - S_1 V_0 = 0 \quad (\text{A.9})$$

Soit :

$$\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = -S_1 \cdot V_0^2 \cdot \vec{x} + \iint_{S_2} V_x \vec{V} d\sigma = -V_0 \vec{x} \iint_{S_2} V_x dS + \iint_{S_2} V_x \vec{V} dS \quad (\text{A.10})$$

$$\iint_{\Sigma} \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} V_x (\vec{V} - \vec{V}_0) dS \quad (\text{A.11})$$

(ii) Expression de l'intégrale $\iint_{\Sigma} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma$

Comme précédemment:

$$\iint_{\Sigma} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_1} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_2} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_L} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_e} (P - P_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_s} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (\text{A.12})$$

Avec :

$$\begin{aligned} - \text{sur } S_1 : \iint_{S_1} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma &= - \iint_{S_1} P_0 \cdot \vec{x} \cdot d\sigma = -P_0 S_1 \vec{x} = -P_0 S_2 \vec{x} \\ - \text{sur } S_2 : \iint_{S_2} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma &= \iint_{S_2} P \cdot \vec{x} \cdot d\sigma \\ - \text{sur } S_s : \iint_{S_s} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma &= - \iint_{S_s} P \cdot \vec{z} \cdot d\sigma \end{aligned}$$

Soit :

$$\iint_{\Sigma} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} (P - P_0) \cdot \vec{x} \cdot d\sigma + \iint_{S_L} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_e} P \cdot \vec{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_s} P \cdot \vec{z} \cdot d\sigma \quad (\text{A.13})$$

(iii) Expression de l'intégrale $\iint_{\Sigma} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma$

Comme précédemment:

$$\iint_{\Sigma} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_1} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_2} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_L} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_e} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_s} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (\text{A.14})$$

Soit le tenseur des contraintes de viscosité défini par : $\vec{\tau} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$

$$- \text{sur } S_1 : \iint_{S_1} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma = 0 \text{ car la vitesse est uniforme.}$$

$$\text{- sur } S_2 : \iint_{S_2} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} \bar{\tau} \cdot \bar{x} \cdot d\sigma$$

$$\text{- sur } S_L : \iint_{S_L} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma = 0 \text{ en considérant } S_L \text{ suffisamment éloigné de l'obstacle pour avoir une distribution}$$

uniforme de vitesse.

$$\text{- sur } S_S : \iint_{S_2} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma = - \iint_{S_2} \bar{\tau} \cdot \bar{z} \cdot d\sigma$$

Soit :

$$\iint_{\Sigma} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} \bar{\tau} \cdot \bar{x} \cdot d\sigma + \iint_{S_c} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_S} \bar{\tau} \cdot \bar{z} \cdot d\sigma = \iint_{S_2} \bar{\tau}_x \cdot d\sigma + \iint_{S_c} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_S} \bar{\tau}_z \cdot d\sigma \quad (\text{A.15})$$

$$\text{avec: } \bar{\tau}_x = \bar{\tau} \cdot \bar{x} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \end{bmatrix} \text{ et } \bar{\tau}_z = \bar{\tau} \cdot \bar{z} = \begin{bmatrix} \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\text{(iv) Expression de la traînée } F_x = \left(\iint_{S_c} P \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_c} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma \right) \cdot \bar{x}$$

Les expressions (A.11), (A.13) et (A.15) reportées dans l'expression (A.6) permettent d'obtenir l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \rho \iint_{S_2} V_x (\vec{V} - \vec{V}_0) \cdot d\sigma &= - \iint_{S_2} (P - P_O) \cdot \bar{x} \cdot d\sigma - \iint_{S_L} P \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_c} P \cdot \bar{n} \cdot d\sigma + \iint_{S_S} P \cdot \bar{z} \cdot d\sigma \\ &+ \left(\iint_{S_2} \bar{\tau}_x \cdot d\sigma + \iint_{S_c} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_S} \bar{\tau}_z \cdot d\sigma \right) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Soit :

$$\begin{aligned} \left(\iint_{S_c} P \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_c} \bar{\tau} \cdot \bar{n} \cdot d\sigma \right) &= - \rho \iint_{S_2} V_x (\vec{V} - \vec{V}_0) \cdot d\sigma - \iint_{S_2} (P - P_O) \cdot \bar{x} \cdot d\sigma + \iint_{S_L} P \cdot \bar{n} \cdot d\sigma - \iint_{S_S} P \cdot \bar{z} \cdot d\sigma \\ &+ \iint_{S_2} \bar{\tau}_x \cdot d\sigma - \iint_{S_S} \bar{\tau}_z \cdot d\sigma \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Et:

$$F_x = \rho \iint_{S_2} (V_x V_0 - V_x^2) \cdot d\sigma + \iint_{S_2} (P_O - P) \cdot d\sigma + \iint_{S_2} \sigma_{xx} \cdot d\sigma - \iint_{S_S} \tau_{xz} \cdot d\sigma \quad (\text{A.18})$$

La composante τ_{xz} sur le plancher de la soufflerie (Surface S_S), de la forme $\frac{\partial V_x}{\partial z}$ représente le gradient de la vitesse

sur le sol, soit le développement de la couche limite. En considérant un véhicule automobile en mouvement dans un fluide à l'arrêt, ce gradient de vitesse est nul puisque il n'existe pas de couche limite. Pour un véhicule fixe dans un fluide en mouvement (configuration soufflerie), il existe généralement des systèmes de piège à couche limite qui aspirent l'air au niveau du sol et permettent de s'affranchir des gradients de vitesses transversaux au sol. De même, en

considérant que les variations de vitesses longitudinales (selon V_o) sont faibles sur la surface S_2 (comparées aux variations de vitesses transversales), σ_{xx} devient négligeable.

Enfin, en introduisant les pressions totales (ou pression d'arrêt) $P_{io} = P_o + \frac{1}{2}\rho V_o^2$ et $P_i = P + \frac{1}{2}\rho V^2$, l'équation (A.18) devient :

$$F_X = \rho \iint_{S_2} (V_x V_o - V_x^2) d\sigma + \frac{\rho}{2} \iint_{S_2} (V^2 - V_o^2) d\sigma + \iint_{S_2} (P_{io} - P_i) d\sigma \quad (A.19)$$

RELATION D'ONORATO

La relation d'Onorato s'obtient à partir de l'équation (A.19) :

$$F_X = \frac{1}{2} \rho V_o^2 \left[\iint_{S_2} 2 \frac{V_x}{V_o} \left(1 - \frac{V_x}{V_o} \right) d\sigma + \iint_{S_2} \left(\frac{V^2}{V_o^2} - 1 \right) d\sigma + \frac{2}{\rho V_o^2} \iint_{S_2} (P_{io} - P_i) d\sigma \right] \quad (A.20)$$

Avec $\vec{V} = V_x \vec{x} + V_y \vec{y} + V_z \vec{z}$, V^2 se décompose selon $V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$, soit:

$$F_X = \frac{1}{2} \rho V_o^2 \left[\iint_{S_2} \left(2 \frac{V_x}{V_o} - \frac{2V_x^2}{V_o^2} + \frac{V_x^2}{V_o^2} + \frac{V_y^2}{V_o^2} + \frac{V_z^2}{V_o^2} - 1 \right) d\sigma + \frac{2}{\rho V_o^2} \iint_{S_2} (P_{io} - P_i) d\sigma \right] \quad (A.21)$$

$$F_X = \frac{1}{2} \rho V_o^2 \left[\iint_{S_2} \left(-1 - \frac{V_x^2}{V_o^2} + 2 \frac{V_x}{V_o} \right) d\sigma + \iint_{S_2} \left(\frac{V_y^2}{V_o^2} + \frac{V_z^2}{V_o^2} \right) d\sigma + \frac{2}{\rho V_o^2} \iint_{S_2} (P_{io} - P_i) d\sigma \right] \quad (A.22)$$

$$F_X = \frac{1}{2} \rho V_o^2 \left[\iint_{S_2} \left(\frac{V_y^2}{V_o^2} + \frac{V_z^2}{V_o^2} \right) d\sigma - \iint_{S_2} \left(1 - \frac{V_x}{V_o} \right)^2 d\sigma + \frac{2}{\rho V_o^2} \iint_{S_2} (P_{io} - P_i) d\sigma \right] \quad (A.23)$$

Le sillage d'un obstacle est défini comme la région de l'écoulement perturbée par la présence de cet obstacle. Soit S la surface de sillage définie fig. A1, l'écoulement est à la vitesse \vec{V}_o et la pression totale est la pression totale de référence P_{io} sur $S_2|_S$ soit :

$$\begin{cases} V_x = V_o \\ V_y = V_z = 0 \\ P_i = P_{io} \end{cases}$$

L'expression (A.23) devient alors la relation d'Onorato :

$$F_X = \frac{1}{2} \rho V_o^2 \left[\iint_S \left(\frac{V_y^2}{V_o^2} + \frac{V_z^2}{V_o^2} \right) d\sigma - \iint_S \left(1 - \frac{V_x}{V_o} \right)^2 d\sigma + \frac{2}{\rho V_o^2} \iint_S (P_{io} - P_i) d\sigma \right] \quad (A.24)$$

ANNEXE 2 – EVALUATION DES PERTES DE CHARGES

Les pertes de charge associées au circuit d'aspiration peuvent être évaluées à partir des résultats proposés par Id El Cik [Id86]. A cet effet, le circuit d'aspiration est modélisé schématiquement Fig. A3. Il se compose d'un rétrécissement AB et d'un élargissement brusque BC qui modélise le passage de fente, d'un convergent CD dans l'écope et de 3 coudes (DE, EF et FG) dans le circuit d'évacuation. Les pertes de charge introduites par la longueur des tuyaux sont négligées. Pour chaque segment du circuit, les pertes de charge associées sont modélisées par une perte de charge singulière ξ avec:

$$\Delta P_i = \xi \frac{\rho U^2}{2} \quad (\text{A.3.1})$$

Où ΔP_i et U représentent respectivement les pertes de charge et la vitesse associées à chaque segment du circuit. Les pertes de charges dépendent donc localement de la valeur de la vitesse qui doit être calculée pour chaque point du circuit à partir de la relation de continuité :

$$q_{v0} = SU \quad (\text{A.3.2})$$

où S représente la section transversale locale du circuit.

Les résultats donnés par Id El Cik [Id86] indiquent alors les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta P_{AB} = \frac{1}{2} \frac{\rho V_A^2}{2} \\ \Delta P_{BC} = \frac{\rho V_B^2}{2} \\ \Delta P_{DE} = \frac{\rho V_D^2}{2} \\ \Delta P_{EF} = \frac{\rho V_E^2}{2} \\ \Delta P_{FG} = \frac{\rho V_F^2}{2} \end{array} \right. \quad (\text{A.3.3})$$

La vitesse dans la fente est supposée égale à la vitesse d'aspiration V_{asp} . L'équation de continuité impose alors:

$$\left\{ \begin{array}{l} V_G = V_F = V_E = V_D = V_{asp} \frac{S_B}{S_D} \\ V_C = V_{asp} \frac{S_B}{S_C} \end{array} \right. \quad (\text{A.3.4})$$

La puissance P_u nécessaire pour générer un débit d'aspiration q_{v0} dans le circuit d'aspiration est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_u = q_{v0} * \Delta P_{itot} \\ \Delta P_{itot} = \Delta P_{iAB} + \Delta P_{iBC} + \Delta P_{iCD} + \Delta P_{iDE} + \Delta P_{iEF} + \Delta P_{iFG} \end{array} \right. \quad (\text{A.3.5})$$

Les résultats sont reportées dans le tableau (A3) pour la vitesse d'aspiration de dimensionnement $V_{asp}=1,5 V_0$ (60 m.s^{-1}). Les résultats indiquent que le débit d'aspiration et la puissance nécessaire sont faibles et ne sont donc pas

dimensionnant pour le système d'aspiration. En revanche, les pertes de charge sont très importantes et posent problème dans le choix du système d'aspiration. Les turbines, les pompes à vide et les aspirateurs disponibles dans le commerce proposent généralement 2 types de fonctionnement : fonctionnement à fort débit en faible dépression (turbine), fonctionnement à fort débit en grande dépression (pompe à vide, système classique d'aspirateur). Dans le premier cas, le système n'est pas adapté à la problématique étudiée ici puisque la performance de la turbine s'effondre pour les pertes de charge générées par le circuit d'évacuation d'air. Dans le second cas, les performances sont généralement supérieures à celles présentées ici. Le problème rencontré concerne alors la puissance à mettre en œuvre qui est de l'ordre de 1000 à 6000 W. L'efficacité de la solution de contrôle, définie chap. 3.2, se dégrade très nettement.

V_{asp}	Débit q_{v0} ($m^3 s^{-1}$)	Segment	U_{locale} ($m.s^{-1}$)	ΔP_i (Pa)	ΔP_{itot} (Pa)
$1,5 V_0$ ($60 m.s^{-1}$)	$14,4.10^{-3}$	AB	60	1102	3550
		BC	60	2205	
		CD	0,48	0,11	
		DE	11,5	80	P_u (W)
		EF	11,5	80	50
		FG	11,5	80	

Tableau A3

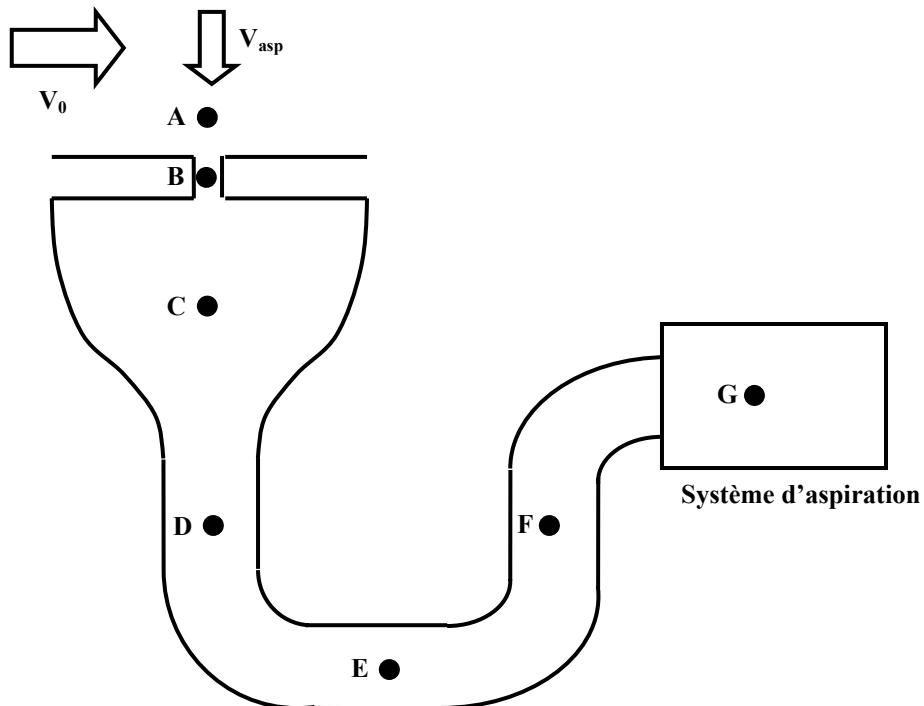


Fig. A.3 – Schématisation des pertes de charges dans le système d'aspiration

ANNEXE 3 – ETUDE DE MAILLAGE

Dans le cadre de la simulation numérique 3D effectuée sur un culot incliné, un point important concerne la représentation du décollement puis du recollement du fluide, respectivement sur le haut et le bas de la lunette arrière. La simulation proposée en section 3.2 permet de bien reproduire ce phénomène (voir §2.1.1), et notamment le décollement du fluide au niveau de la ligne de séparation entre le pavillon et la lunette arrière. Cependant, les résultats ont dans un premier temps fait apparaître une forte dépendance au maillage réalisée au niveau de cette ligne de séparation. Ainsi, les premiers calculs lancés avec un maillage grossier prédisent un décollement en aval de la cassure de pente en fin de pavillon. L'objectif de cette annexe consiste alors d'une part à présenter les résultats de ces premiers calculs et à identifier l'origine des problèmes de représentation du décollement, et d'autre part à proposer une étude paramétrique, réalisée en 2D, permettant de déterminer les préconisations de maillage utilisées dans le chapitre 3.2 du manuscrit.

CALCUL 3D : MAILLAGE GROSSIER

(i) Maillage utilisé

Le protocole de la simulation, mis à part la définition du maillage au voisinage de la géométrie, correspond à celui présenté chap. 3.2 § 2. Le maillage utilisé dans un premier temps consiste en 12 niveaux de résolution (niveau 0 à niveau 11) où les 4 niveaux les plus fins sont situés au voisinage immédiat de la géométrie. Le bloc B_3 , de résolution $\delta_3=2.10^{-3}$ m, contient entièrement la géométrie, et le premier nœud de calcul est situé à $y^+=120$ sur la fin du pavillon. L'étude proposée ici porte plus particulièrement sur le décollement qui intervient sur le haut de la lunette arrière, et le maillage est alors représenté en coupe dans le plan de symétrie longitudinal de la géométrie, au niveau de la ligne de séparation (Fig. A.4). Le maillage est raffiné au niveau de la ligne de séparation à travers les blocs B_2 , B_1 puis B_0 , respectivement de résolution $\delta_2=10^{-3}$ m, $\delta_1=0,5.10^{-3}$ m et $\delta_0=0,25.10^{-3}$ m. Le bloc B_0 est obtenue à partir d'un offset de $off=8\delta_0$ de la fente d'aspiration (d'épaisseur $e=10^{-3}$ m). La transition entre les blocs s'effectue ensuite par un offset de $off_{01}=16\delta_0$ pour les blocs B_0 à B_1 , et $off_{12}=32\delta_0$ pour les blocs B_1 à B_2 . Le maillage ainsi réalisé contient près de 16.10^6 cellules et 0,93 s de simulation nécessite 2300 H-Cpu.

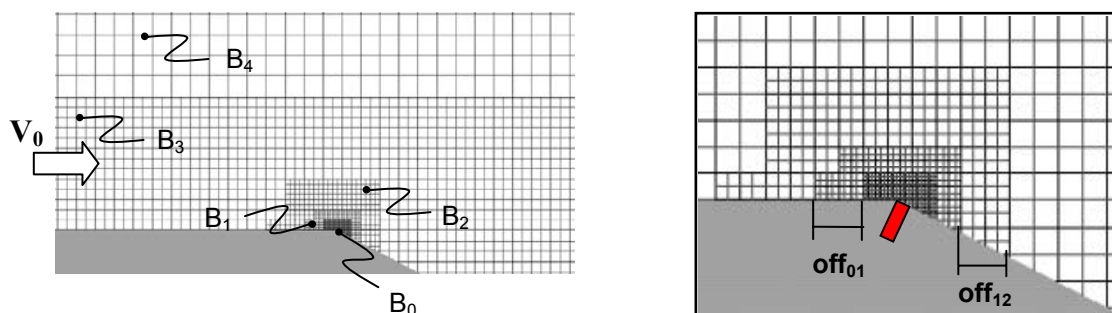


Fig. A.4- Représentation du maillage au niveau de la rupture de pente, dans le plan longitudinal médian

(ii) Résultats

Le décollement de lunette arrière est dans un premier temps mis en évidence à partir de la cartographie moyenne de lignes de frottement relevée sur la lunette arrière (Fig. A.5). Les résultats indiquent que la ligne de séparation ne coïncide pas avec la rupture de pente située entre le pavillon et la lunette arrière, contrairement aux résultats relevés dans la bibliographie pour une inclinaison de 25° . Si la recirculation du fluide, sous la zone décollée autour d'un foyer F

d'émission et la trace des tourbillons longitudinaux semblent correctement représentées, le décollement intervient en aval de la rupture de pente.

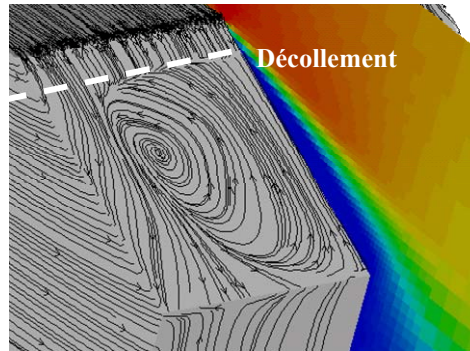


Fig. A.5- Cartographie des lignes de frottement relevée sur la partie gauche de la lunette arrière, vue de l'arrière

Les résultats précédents sont analysés quantitativement à partir de la distribution de vitesse longitudinale, relevée dans le plan de symétrie médian de la géométrie au voisinage immédiat de la paroi (1^{er} nœud de calcul), Fig. A.6. Ces résultats sont complétés par la distribution de l'effort de frottement associée (Fig. A.7).

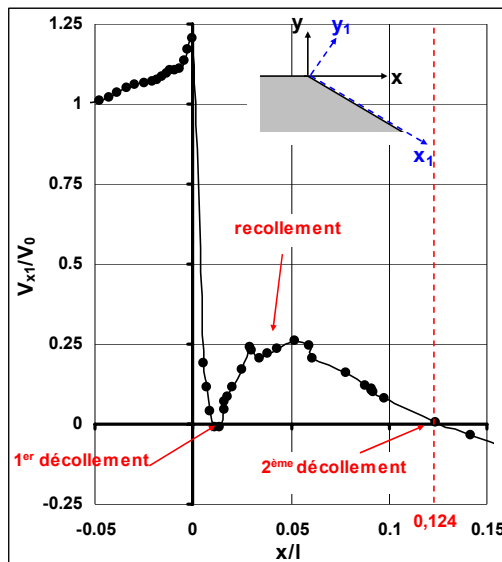


Fig. A.6- Distribution de vitesse tangentielle à la paroi, en proche paroi, dans le plan longitudinal médian, au voisinage de la rupture de pente

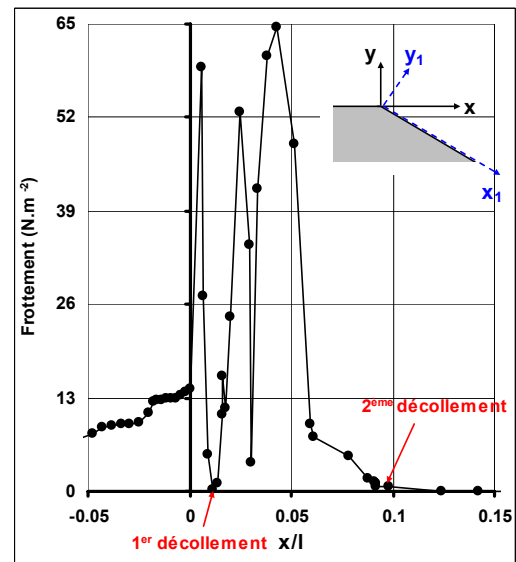


Fig. A.7- Distribution de l'effort de frottement, en proche paroi, dans le plan longitudinal médian, au voisinage de la rupture de pente

Les résultats donnés Fig. A.6 et Fig. A.7 montrent que le frottement et la vitesse tangentielle s'annulent à l'abscisse réduite $x/l=0,011$, ce qui caractérise la présence d'un premier décollement pour cet abscisse. La vitesse tangentielle redevient ensuite positive pour $0,011 < x/l < 0,124$ (Fig. A.6), ce qui indique que l'écoulement recolte sur la paroi de la lunette arrière, avant de décoller à nouveau à l'abscisse réduite 0,1 (Fig. A.6). Le maillage utilisé ne permet donc pas de reproduire correctement la topologie de l'écoulement en proche paroi sur le haut de la lunette arrière. D'autre part, le premier décollement se développe au niveau de la transition entre le bloc B_0 et le bloc B_1 . Cette discontinuité de maillage au voisinage d'une ligne singulière de l'écoulement peut alors expliquer les problèmes rencontrés.

La cartographie moyenne du coefficient de perte de pression statique est alors donnée Fig. A.8 dans le plan médian longitudinal, au voisinage de la rupture de pente, et superposé à la représentation du maillage. Les résultats montrent

que les transitions entre les boîtes B_0 et B_1 , et B_1 et B_2 sont situées dans une zone où le gradient de pression statique est important. Etant donné l'importance de ce gradient dans les zones de décollement, il semble nécessaire d'élargir la taille des blocs de résolution fine (B_0 , B_1 et B_2) afin d'éviter les zones de transition dans le gradient de pression.

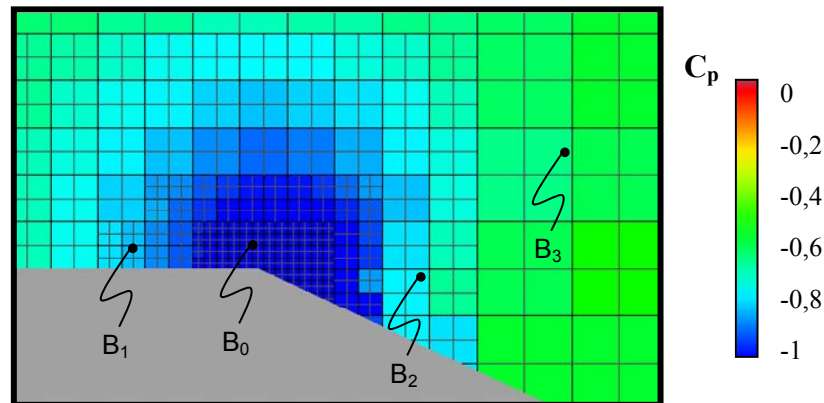


Fig. A.8- Cartographie moyenne du coefficient de perte de pression statique relevée au voisinage de la rupture de pente, dans le plan longitudinal médian de la géométrie

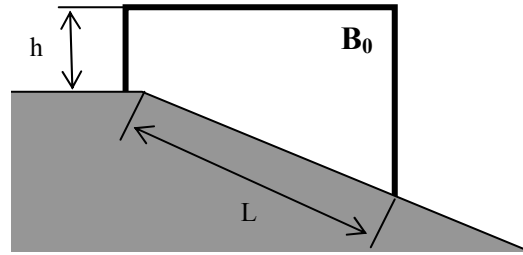
Le décollement qui apparaît sur le haut de la lunette arrière reste majoritairement bidimensionnel, avec la formation d'une structure tourbillonnaire transversale, et l'étude de maillage est effectuée sur des simulations 2D représentant typiquement le plan longitudinal médian de la géométrie.

CALCUL 2D : ETUDE PARAMETRIQUE DE MAILLAGE

La mise en place des simulations 2D consistent à reprendre le protocole numérique utilisée dans le cas 3D (Géométrie, conditions limites, maillage, ...) en ne considérant qu'une tranche située dans le plan médian de la géométrie. Dans toute la suite du document, le cas correspondant au maillage utilisé pour le cas 3D détaillé dans la section précédente est appelé cas de base. L'étude paramétrique sur le maillage s'effectue alors en 3 temps : l'optimisation de la taille du bloc B_0 , la gestion des transitions entre les blocs B_0 , B_1 et B_2 , et une étude de l'influence de la résolution utilisée (taille des mailles dans chaque bloc).

Le premier paramètre étudié concerne la taille du bloc de plus fine résolution, le bloc B_0 situé au niveau de la rupture de pente. L'objectif est d'augmenter la taille de ce bloc afin qu'il englobe complètement la zone de l'écoulement où le gradient de pression introduit par la rupture de pente est important. Dans ce contexte, 2 approches sont envisagées : augmenter la taille de l'offset effectué sur la fente d'aspiration ou effectuer l'offset sur une boîte initiale élargie. Il s'agit d'augmenter respectivement la hauteur h de la boîte (Fig. A.9) et la longueur L en aval de la rupture de pente (Fig. A.9). Plusieurs cas test sont ainsi étudiés, dont les caractéristiques sont données tableau 1. Dans chaque cas, le nombre N de points de calcul est donné.

Le second paramètre étudié concerne les transitions entre les blocs B_0 et B_1 (off_{01} , tableau 1), et B_1 et B_2 (off_{12}). L'objectif recherché ici consiste à réduire la taille des calculs, c'est-à-dire le nombre N de points de calcul.

Fig. A.9- Paramètre géométrique du bloc B_0

	Off	h (10^{-3} m)	L (10^{-3} m)	Off ₀₁	Off ₁₂	N
Base	$8 \delta_0$	3	3,3	$16 \delta_0$	$32 \delta_0$	2906
Cas 1	$24 \delta_0$	7,15	7,85	$16 \delta_0$	$32 \delta_0$	7186
Cas 2	$24 \delta_0$	8	36	$16 \delta_0$	$32 \delta_0$	10523
Cas 3	$24 \delta_0$	7,33	18,33	$16 \delta_0$	$32 \delta_0$	7457
Cas 5	$32 \delta_0$	8,5	18,8	$16 \delta_0$	$32 \delta_0$	10010
Cas 6	$24 \delta_0$	7,33	18,33	$8 \delta_0$	$16 \delta_0$	6939

Tableau 1 : Paramètre des différents cas de maillage testés

Les résultats sont analysés dans un premier temps à partir de la distribution de pression statique relevée au voisinage de la ligne de séparation. Les résultats sont présentés pour chacun des cas test envisagés, et complétés par le relevé de pression statique pariétale au voisinage de la ligne de rupture de pente.

(i) Comparaison Cas de base, Cas 1 et Cas 2

Des différences importantes apparaissent dans la prédiction du gradient de pression statique, sur le haut de la lunette arrière, selon le maillage utilisé, notamment entre le cas de base (Fig. A.10.a), le cas 1 (Fig. A.10.b) et le cas 2 (Fig. A.10.c).

Dans le cas de base (Fig. A.10.a), les transitions entre les blocs B_0 et B_1 , et B_1 et B_2 sont effectuées dans la zone de l'écoulement correspondant à une dépression importante introduite par la rupture de pente, i.e. dans une région où le gradient de pression est important. La dépression est maximale au voisinage de la rupture de pente avec $C_p = -1,06$ (Fig. A.11), et s'étend $1,1 \cdot 10^{-2}$ m en aval de la rupture où le coefficient de perte de pression statique devient supérieure à $C_p = -0,4$. De même, dans la direction verticale, le coefficient de perte de pression statique reste inférieure à $C_p = -0,4$ pour une hauteur de $1,1 \cdot 10^{-2}$ m (Fig. A.10.a).

Le cas 1, où le bloc B_0 est élargi à l'aide de l'offset Off (1^{ère} colonne du tableau 1) présente alors une seule transition, entre les blocs B_0 et B_1 , dans la zone dépressionnaire. Le coefficient de perte de pression statique minimale, relevée au voisinage de la rupture de pente, augmente significativement par rapport au cas sans contrôle avec $C_p = -0,76$ (Fig. A.11). La surface de la zone dépressionnaire diminue également légèrement : la dépression reste inférieure à $C_p = -0,4$ sur $1,1 \cdot 10^{-2}$ m en aval de la rupture de pente et sur $7 \cdot 10^{-3}$ m dans la direction verticale (Fig. A.10.b et Fig. A.11).

Les résultats montrent cependant que le développement de la zone dépressionnaire est fortement réduit en élargissant un peu plus la taille du bloc B_0 (Cas 2, Fig. A.10.c). Dans ce cas en effet, la zone de dépression est entièrement incluse dans le bloc B_0 . Le coefficient de perte de pression statique minimale est de $C_p = -0,52$, et la région

de fluide présentant un C_p inférieure à $C_p = -0,4$ s'étend sur $2 \cdot 10^{-3}$ m en aval de la rupture de pente et sur $2 \cdot 10^{-2}$ m dans la direction verticale.

Ces résultats confirment les observations faites dans la section précédente sur le cas 3D : les transitions de blocs effectuées dans une zone de gradient de pression important entraînent une mauvaise prédiction du gradient de pression et du décollement associé. Le cas 2 (Fig. A.10.c) semble donc plus apte à prédire correctement le décollement. En revanche, le nombre de points de calculs associés augmente considérablement (tableau 1), ce qui peut provoquer des problèmes de temps de calculs lors du passage en 3D. Dans ce contexte, l'objectif consiste dans la suite du document à dégrader la solution tout en gardant une bonne représentation du gradient de pression.

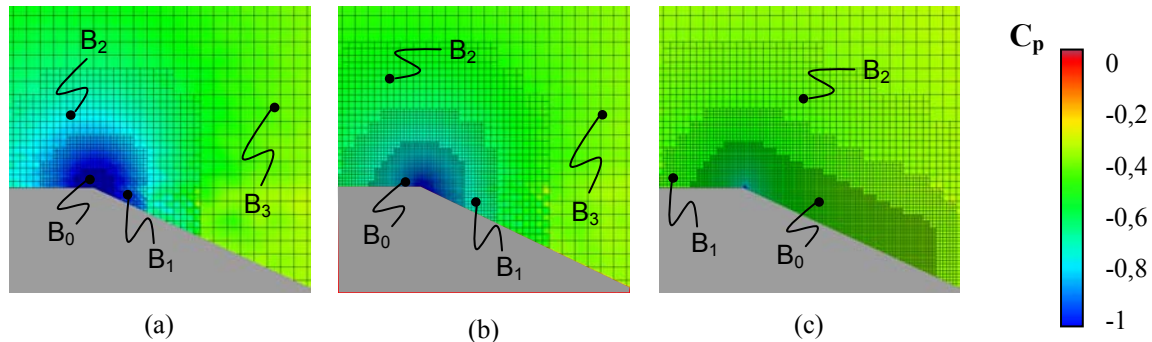


Fig. A.10- Cartographie moyenne du coefficient de perte de pression statique relevée au voisinage de la rupture de pente (a) Cas de base, (b) Cas 1, (c) Cas 2

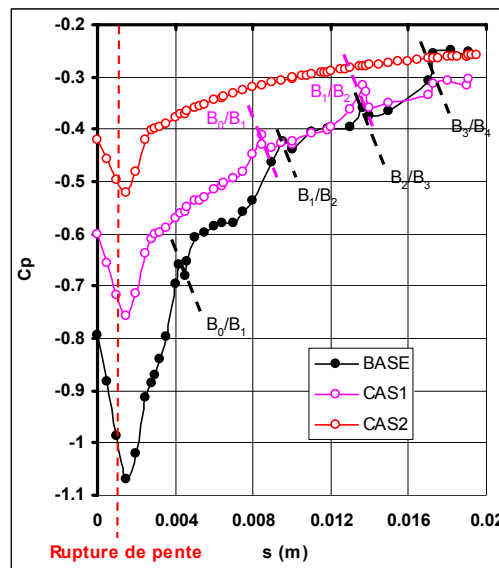


Fig. A.11- Relevé pariétaux du coefficient de perte de pression statique, au voisinage de la rupture de pente

(ii) Comparaison Cas 2, Cas 3 et Cas 5

Dans un premier temps, la longueur L du bloc B_0 (défini Fig. A.9) est réduite en diminuant la taille de la boîte élargie sur laquelle est effectuée l'offset (voir la première section, Cas 3 sur la tableau 1). Les résultats relatifs aux cas 2 (Fig. A.12.a) et 3 (Fig. A.12.b) indiquent que la réduction de la longueur L de 36 mm à 18 mm (tableau 1) ne modifie pas significativement la dépression sur le haut de la lunette arrière. En particulier, la zone de dépression reste englober dans le bloc B_0 . Cette zone dépressionnaire semble cependant s'élargir par rapport au cas 2 (Fig. A.12.a et Fig. A.12.b). Les relevés pariétaux (Fig. A.13) indiquent également que le coefficient de perte de pression statique minimale diminue légèrement ($C_p = -0,59$). Si ces différences restent minimes par rapport au cas de base, le bloc est tout de même élargi

dans le cas 5 en jouant cette fois sur l'offset permettant de définir le bloc B_0 : $\text{off}=24 \delta_0$ dans le cas 3 contre $\text{off}=32\delta_0$ dans le cas 5. La hauteur h et la longueur L augmentent très légèrement (voir tableau 1) et les résultats reportés Fig. A.12.c et Fig. A.13 montrent une quasi-similarité avec les résultats obtenus dans le cas 2.

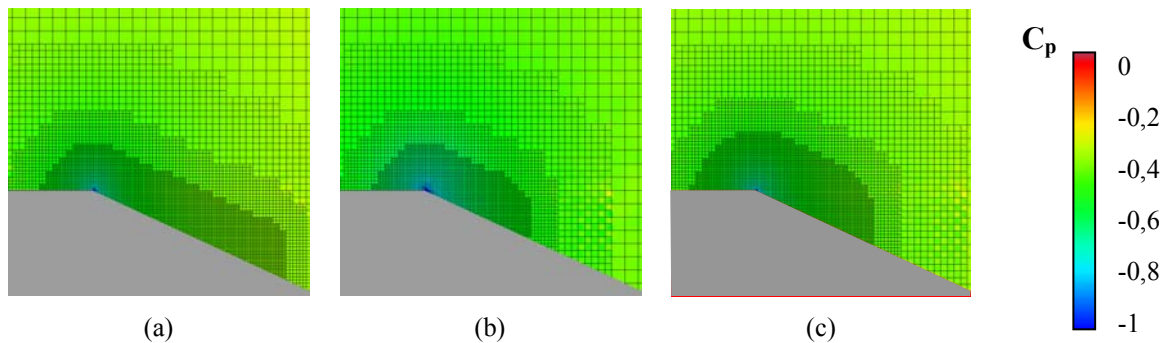


Fig. A.12- Cartographie moyenne du coefficient de perte de pression statique relevée au voisinage de la rupture de pente (a) Cas 2, (b) Cas 3, (c) Cas 5

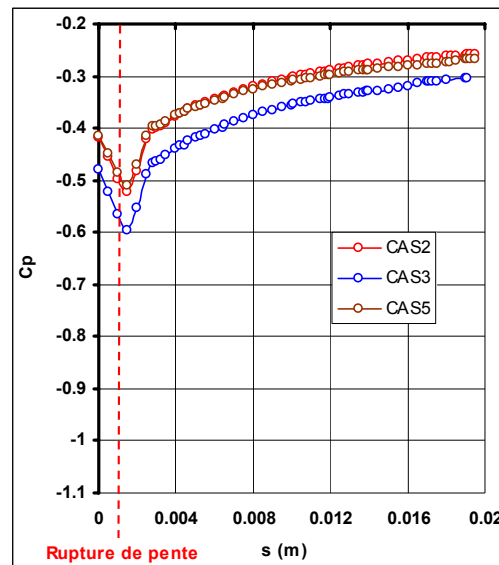


Fig. A.13- Relevé pariétaux du coefficient de perte de pression statique, au voisinage de la rupture de pente.

Compte tenu du coût de calcul (voir tableau 1) et des résultats obtenus, le cas 3 semble le plus approprié à l'étude paramétrique envisagé en 3D. Les résultats sont très proches de ceux obtenus dans le cas 2 pour un temps de calcul bien moindre (divisé par 1,4).

(iii) Comparaison Cas 3 et Cas 6

Ce temps de calcul peut encore être réduit en réduisant cette fois la distance utilisée pour assurer la transition entre les blocs B_0 et B_1 (soit en réduisant la valeur off_{01} , tableau 1) et les blocs B_1 et B_2 (off_{12} , tableau 1). Le cas 6 reprend ainsi la configuration du cas 3 en divisant chacun des offset par 2. Les résultats reportés Fig. A.14 et Fig. A.15 montrent que la transition entre les blocs de différents niveaux, lorsqu'elle est située suffisamment loin de la ligne de séparation, n'influence pas l'écoulement de façon significative. Les résultats se superposent exactement et permettent de réduire encore la taille du calcul qui sera utilisé en 3D.

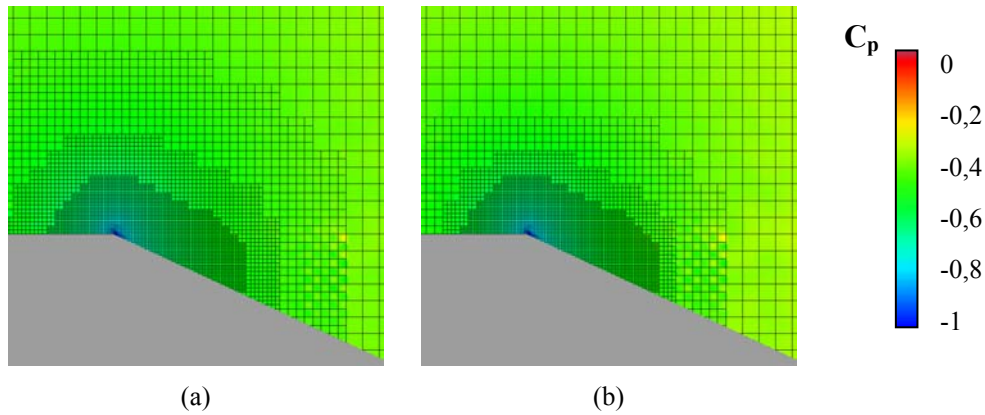


Fig. A.14- Cartographie moyenne du coefficient de perte de pression statique relevée au voisinage de la rupture de pente (a) Cas 3, (b) Cas 6

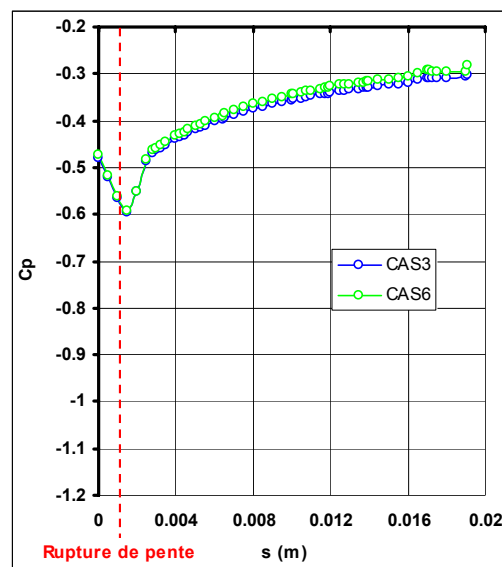


Fig. A.15- Relevé pariétaux du coefficient de perte de pression statique, au voisinage de la rupture de pente.

CONCLUSION DE L'ETUDE 2D

L'étude de maillage réalisé en 2D permet de dégager des préconisations quand au raffinement du maillage au niveau de la ligne de séparation, sur le haut de la lunette arrière, et en particulier sur la disposition et la taille des blocs de plus grandes résolutions. Le bloc B_0 doit être suffisamment élargi pour englober totalement la zone de dépression importante qui se crée sur le haut de la lunette arrière, au niveau de la rupture de pente. L'étude montre qu'une hauteur de $h=7.10^{-3}$ m et une longueur de $L=1,8.10^{-2}$ m en aval de la rupture de pente (voir Fig. A.9) permettent de reproduire correctement le gradient de pression en conservant une taille raisonnable de calcul. La distance utilisée pour assurer la transitions entre les blocs B_0 , B_1 et B_2 ne semblent pas influencer les résultats lorsque ces transitions s'effectuent suffisamment loin de la séparation, conformément aux dimensions précitées. La présente étude montre qu'un offset $off_{01}=8\delta_0$ entre les blocs B_0 et B_1 , et $off_{12}=16\delta_0$ entre les blocs B_1 et B_2 suffit.

APPLICATION AU CAS 3D

Ces préconisations sont appliquées sur la simulation 3D (chap. 3.2 § 2). Les résultats du calcul sont donnés chap. 3.2 § 2.1, et on ne s'intéresse ici qu'à la prédiction du décollement sur le haut de la lunette arrière.

Dans un premier temps, le décollement est abordé à travers la cartographie des lignes de frottement, relevée sur la partie arrière gauche de la lunette arrière. Les résultats donnés Fig. A.16 montrent que la simulation reproduit bien le décollement au niveau de l'arête haute de lunette arrière. Le mouvement de recirculation du fluide, sous la zone décollée, s'étend sur toute la longueur de la lunette arrière et les filets fluides remontent l'écoulement jusqu'à la rupture de pente, contrairement à ce qui a été vu dans le cas du maillage grossier (Fig. A.5). (NDA : Le propos n'est pas ici de détailler la topologie des lignes de frottement sur la lunette arrière ; le lecteur est renvoyé au chap. 3.2 § 2.1.1 pour plus de détail).

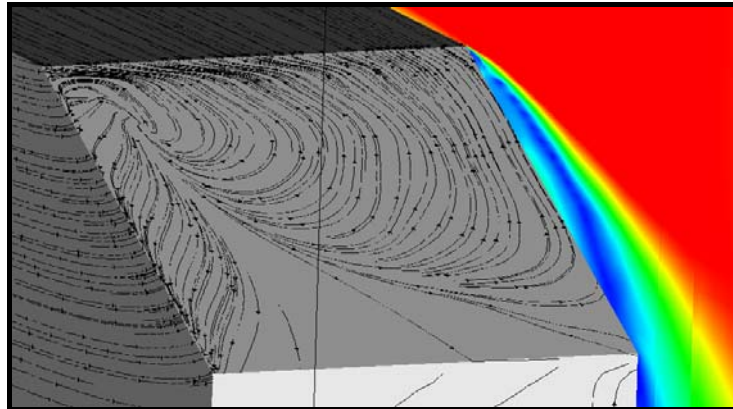


Fig. A.16- Cartographie des lignes de frottement relevée sur la partie gauche de la lunette arrière, vue de l'arrière

Les distributions de vitesse tangentielle (Fig. A.17) et de frottement (Fig. A.18) sont relevés à la paroi, au voisinage de la ligne de rupture de pente, dans le plan longitudinal médian, et comparés aux résultats obtenus avec le maillage grossier détaillé dans la première section. Les résultats indiquent que l'écoulement décolle bien au niveau de la ligne de rupture de pente, et le recollement du fluide identifié pour le maillage grossier, est éliminé. De même, un pic de frottement apparaît au niveau du décollement, sur la cassure de pente, avec une contrainte de 84 N.m^{-2} . Le frottement devient ensuite négligeable dans la zone décollée, et les pics identifiés dans le cas du maillage grossier, associés au recollement du fluide sur le haut de la lunette arrière, disparaissent également.

Les résultats montrent que le maillage identifié à l'aide de cette étude paramétrique 2D permet de prédire correctement en 3D le décollement sur le haut de la lunette arrière, au niveau de la rupture de pente. La durée de calcul nécessaire est de plus sensiblement la même que dans le cas grossier ($\sim 2500 \text{ H-cpu}$). Le maillage utilisé permet ainsi d'éviter le recollement de fluide au voisinage immédiat du décollement, dont l'origine n'est pas physique mais uniquement associé à une mauvaise prédiction du gradient de pression au niveau de la rupture de pente. Les résultats de la simulation 3D sont alors présentés au chap. 3.2 § 2.1.

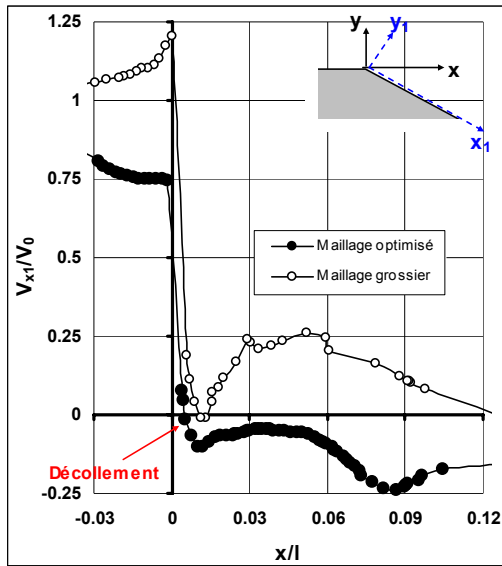


Fig. A.17- Distribution de vitesse tangentielle à la paroi, en proche paroi, dans le plan longitudinal, au voisinage de la rupture de pente

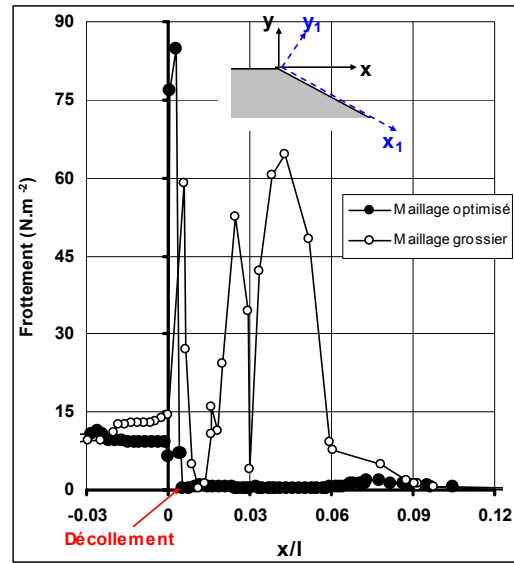


Fig. A.18- Distribution de l'effort de frottement, en proche paroi, dans le plan longitudinal médian, au voisinage de la rupture de pente

ANNEXE 4 – PROFILS SUR LA LUNETTE ARRIERE

L'objectif de cette annexe est de proposer une base de données numérique afin de fournir plusieurs données quantitatives sur l'écoulement qui se développe sur une géométrie de type culot incliné, et plus particulièrement en amont de la ligne de séparation, sur la lunette arrière (zone décollée) et dans le sillage. A cet effet, des profils de vitesse (vitesse longitudinale V_x et verticale V_y), d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente sont relevés dans le plan médian de la géométrie pour différentes abscisses x' (Fig. A.19). Les résultats sont présentés succinctement et la dernière section présente des comparaisons avec les résultats expérimentaux de Lienhart *et al.* [Lie02].

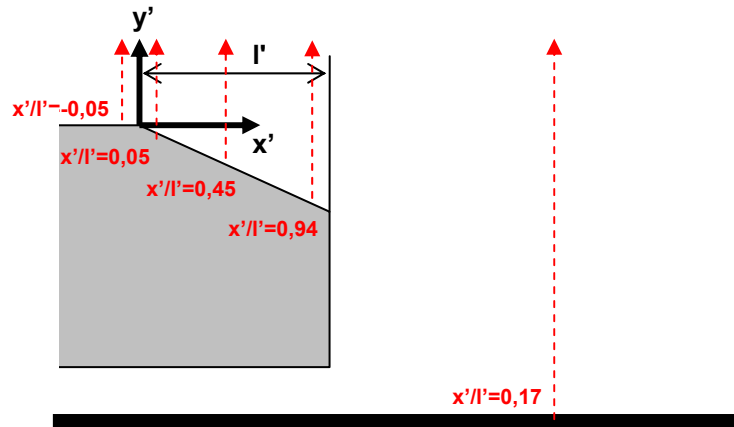


Fig. A.19 – Définition des plans de mesure

ÉCOULEMENT SUPERIEUR (PAVILLON ET LUNETTE ARRIERE)

L'analyse porte dans un premier temps sur les profils relevés sur la partie supérieure de la géométrie, c'est-à-dire en fin de pavillon et sur la lunette arrière. Les profils de vitesse longitudinale (Fig. A.20.a) et verticale (Fig. A.20.b) montrent que l'écoulement décolle sur le haut de la lunette arrière (pour $x'/l' < 0,94$). Ainsi, à l'abscisse réduite $x'/l' = 0,05$, le point situé en proche paroi (premier nœud de calcul) présente une vitesse longitudinale négative, caractéristique d'un courant retour qui remonte l'écoulement. De même, la vitesse verticale V_y est localement positive en proche paroi, ce qui indique que les particules fluides s'éloignent de la paroi. Des résultats similaires sont relevés pour $x'/l' = 0,2$ et $x'/l' = 0,45$. Conformément aux résultats expérimentaux relevés dans la bibliographie [Lie02][Spo02][Gil00], l'écoulement a ensuite tendance à recoller sur la fin de la lunette arrière. Les vitesses longitudinales et verticales redeviennent donc respectivement positives et négatives pour $x'/l' = 0,94$, en proche paroi. Ces résultats sont analysés et commentés plus précisément dans le chap. 3.2 § 2.1.

Les profils d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente font apparaître un pic au niveau de la zone décollée, pour $x'/l' = 0,05$ et $x'/l' = 0,2$. Selon Menter *et al.* [Men02], ce pic d'énergie cinétique turbulente pourrait être associée au développement d'instabilités de Kelvin-Helmoltz (mises en évidence par Krajnovic *et al.* [Kra04]), dans la zone de cisaillement décollée, couplé à la présence d'un gradient important de pression statique. La simulation numérique permet donc de retrouver ce pic déjà identifié expérimentalement par Lienhart *et al.* [Lie02]. Les valeurs relevées dans les pics de l'énergie cinétique turbulente sont cependant largement sous-évaluées par rapport aux résultats expérimentaux. Cet aspect sera traité dans la 4^{ème} section de cette annexe. Le pic d'énergie cinétique turbulente (et de dissipation turbulente) a ensuite tendance à s'élargir tandis que l'écoulement recolle à la paroi ($x'/l' = 0,94$, Fig. A.20.c et Fig. A.20.d).

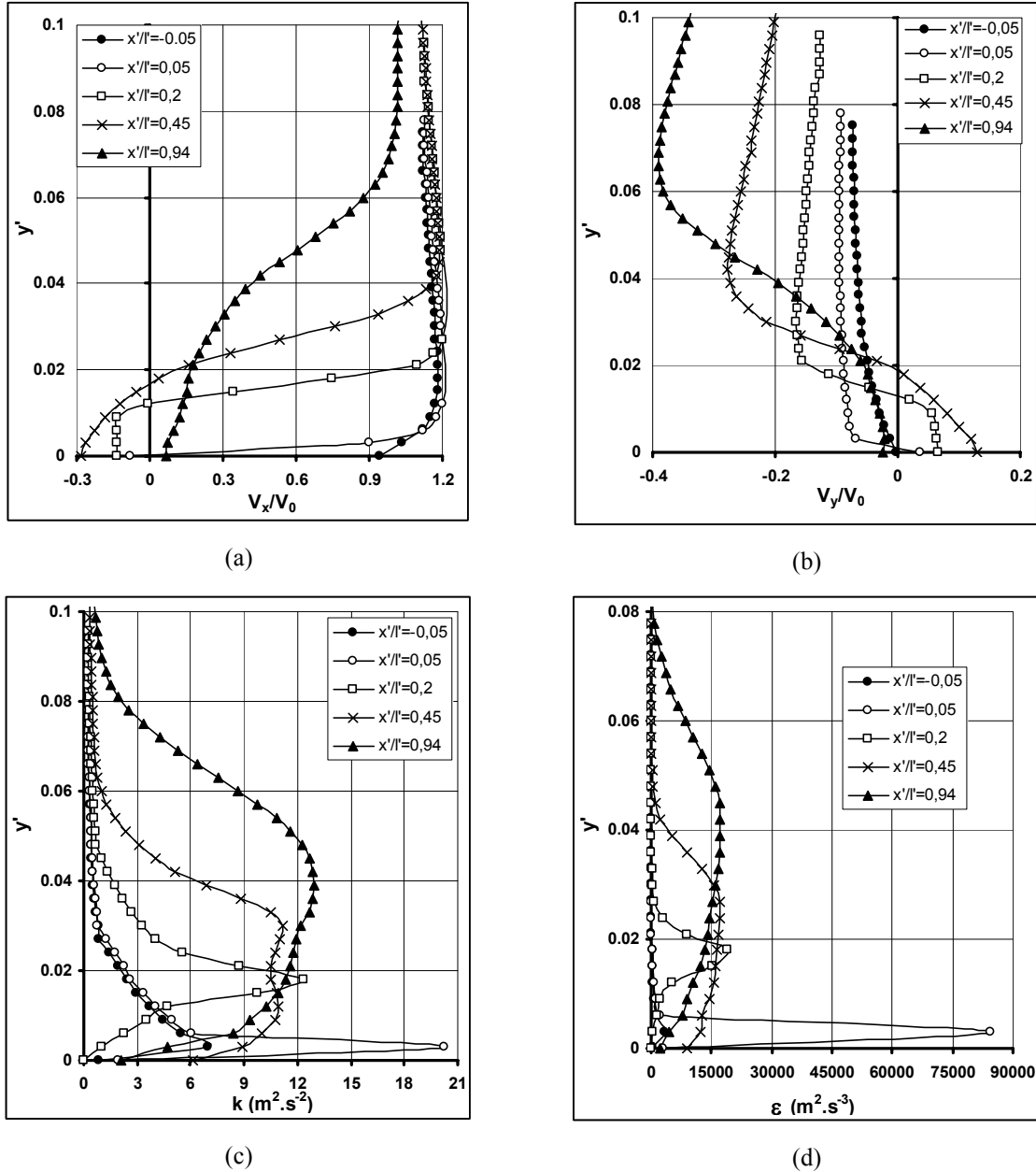
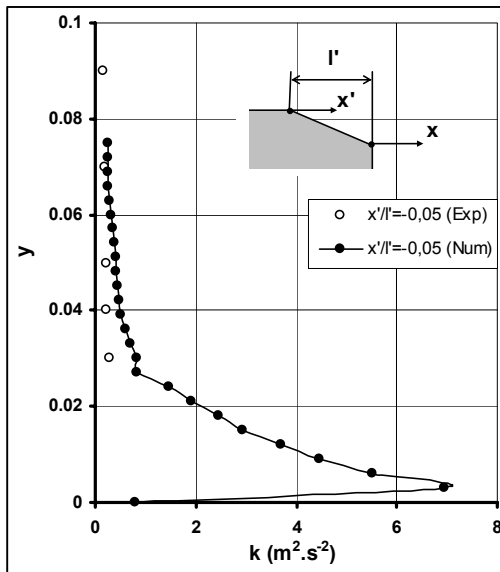


Fig. A.20 – Profils relevés sur la partie supérieure de la géométrie (a) Profils de vitesse longitudinale (b) Profils de vitesse verticale (c) Profils d'énergie cinétique turbulente (d) Profils de dissipation turbulente

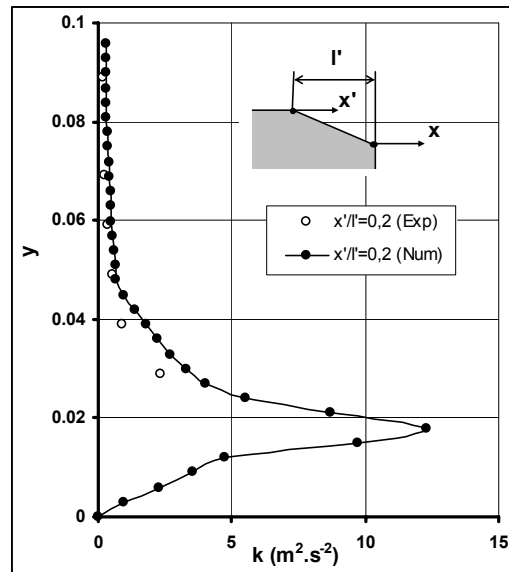
COMPARAISON EXPERIMENTAL/NUMERIQUE

La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques a déjà été abordée (chap. 3.2 § 2.1) à travers les profils de vitesse longitudinale relevés sur la lunette arrière. Dans cette section, l'analyse porte plus particulièrement sur les profils d'énergie cinétique turbulente relevés sur la lunette arrière et dans le sillage. Les profils relevés sur la fin du pavillon ($x'/l' = -0.05$, Fig. A.22.a) et sur le haut de la lunette arrière ($x'/l' = 0.2$, Fig. A.22.b) sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, les données expérimentales manquent en proche paroi (pour $y < 0.03\text{m}$) et ne permettent pas de mettre en évidence le pic d'énergie cinétique turbulente identifiée par voie numérique et relevé dans la littérature [Men02]. Plus en aval, pour $x'/l' = 0.45$ (Fig. A.22.c) et $x'/l' = 0.94$ (Fig. A.22.d), les résultats indiquent au contraire que la simulation numérique sous estime fortement le pic de turbulence dans la zone de cisaillement décollée. Cette tendance se confirme dans le sillage de la géométrie ($x'/l' = 1.7$, Fig. A.22.e). Cette limitation du code est liée au

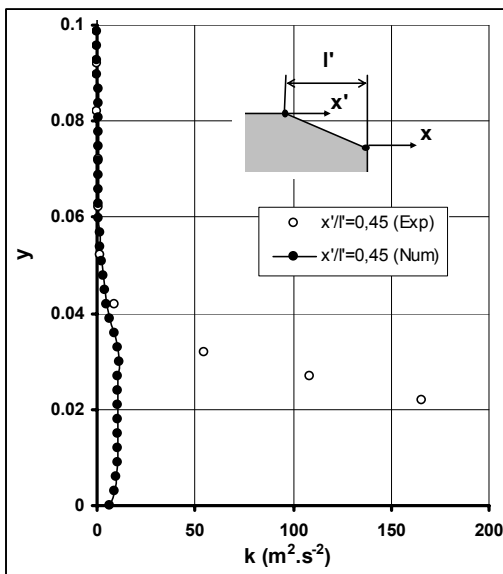
modèle de turbulence utilisé, modèle RNG k- ε (voir chap. 3.1), peu adapté aux écoulements complexes comme les zones de recirculation de fluide [Cha00].



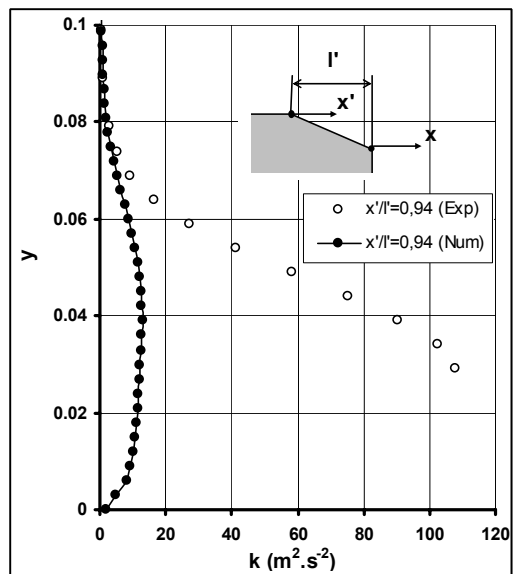
(a)



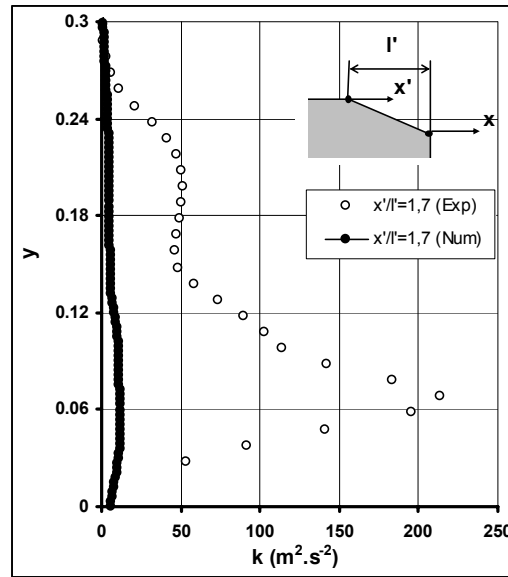
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. A.22 -Profils d'énergie cinétique turbulente k , relevés sur la lunette arrière, dans le plan longitudinal médian de la géométrie pour différentes abscisses réduites : (a) $x'/l' = -0,05$ (b) $x'/l' = 0,2$ (c) $x'/l' = 0,455$ (d) $x'/l' = 0,94$ (e) $x'/l' = 1,7$